PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 14. 15. Juli 1904. Redaktionsschluss für No. 15 am 20. Juli 1904. 5. Jahrgang.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Elektronentheorie.

Von W. Wien.

Bei den meisten Untersuchungen über die Theorie der Elektronen wird eine unveränderliche Kugelgestalt für sie angenommen, wohl unter der Voraussetzung, dass diese Hypothese zunächst die einfachste sei. Nun hat aber bereits Searle[1]) darauf aufmerksam gemacht, dass bei den Heavisideschen Feldgleichungen einer in gleichförmiger Bewegung befindlichen Ladung die Fläche, welche der Kugel im Ruhezustande entspricht, ein abgeplattetes Ellipsoid ist, dessen Achsen im Verhältnis $1 - \frac{v^2}{c^2} : 1 : 1$ stehen, wo v die Translationsgeschwindigkeit, c die Lichtgeschwindigkeit bezeichnen. Will man daher zu einer Ladung von verschwindenden Dimensionen übergehen, so hat man nicht eine Kugel von verschwindendem Radius, sondern ein solches Ellipsoid anzunehmen, was in einer zwischen Searle und Heaviside geführten Diskussion völlig klar gestellt ist (vgl. Heaviside, Electrical Papers, Bd. II). Es geht hieraus hervor, dass die einfachste Hypothese, die man über die Gestalt der Elektronen machen kann, nicht die Annahme einer unveränderlichen Kugelgestalt ist, sondern die einer veränderlichen Gestalt, so dass die Kugelgestalt nur im Zustande der Ruhe vorhanden ist, während sie sich bei der Bewegung immer mehr abplattet. Mit Rücksicht hierauf habe ich[2]) auch bei der Berechnung der elektromagnetischen Masse ein solches von Searle sogenanntes Heavisidesches Ellipsoid für die Gestalt der Elektronen angenommen. Weitere Gründe als die der Einfachheit liessen sich zunächst für diese Annahme nicht beibringen.

Eine sehr wesentliche Stütze hat die genannte Hypothese nun durch die Untersuchung von H. A. Lorentz[3]) gewonnen, der gezeigt hat, dass sich unter dieser Annahme Heavisidescher Ellipsoide für die Elektronen die hauptsächlichsten Schwierigkeiten überwinden lassen, die für die Elektronentheorie bisher noch in den negativen Ergebnissen der bekannten Versuche von Michelson und Morley, Rayleigh, Brace, Trouton und Noble über den Einfluss der Erdbewegung auf optische und elektrische Phänomene lagen. Auch die Versuche von Kaufmann über die magnetische und elektrische Ablenkung der β-Strahlen lassen sich durch die Annahme Heavisidescher Ellipsoide mit befriedigender Genauigkeit darstellen.

Es scheint mir daher nicht zweifelhaft, dass für die nächste Weiterbildung der Theorie die Hypothese Heavisidescher Ellipsoide für die Elektronen die geeignetste ist, zumal darauf zu rechnen ist, dass die Ergebnisse für sie immer den einfachsten Charakter annehmen werden.

In meinen letzten Untersuchungen[1]) über die Ausstrahlung eines bewegten strahlenden Centrums war ich unter Vermeidung aller Hypothesen davon ausgegangen, die Verallgemeinerung zu suchen, welche die bekannten Hertzschen Ausdrücke eines strahlenden Dipols durch die Bewegung erfahren müssen. Die Ergebnisse liessen sich in vollständig eindeutiger Weise gewinnen und enthalten die Theorie eines bewegten, beliebige elektromagnetische Strahlungen aussendenden Centrums unabhängig von jeder weiteren Hypothese über den Strahlungsvorgang.

Mit der Hypothese, dass die Strahlung durch bewegte Elektronen erfolgt, müssen sie so weit in Übereinstimmung sein, als sich diese Ausstrahlung für die Ruhe durch die Ausdrücke von Hertz darstellen lässt, was bekanntlich unter gewissen Einschränkungen zutrifft.[2]) Bei der Bewegung muss aber dann nach den vorhergehenden Erörterungen, soweit man überhaupt die Gestalt der Elektronen in Frage zu ziehen hat, diese sich wie bei den Heavisideschen Ellipsoiden ändern.

Meine Ergebnisse waren durch gewisse Transformationen nach Einführung neuer Variabeln gewonnen. Durch ganz ähnliche Umformungen hat nun H. A. Lorentz[3]) ein allgemeines Schema für die Feldgleichungen erhalten, durch das man für den Zustand der Ruhe bekannte Vorgänge auf den der Bewegung unter der Voraussetzung übertragen kann, dass alle in der Richtung der Bewegung fallenden Dimensionen im Verhältnis $1 - \frac{v^2}{c^2} : 1$ verkleinert werden.

1) Searle, Phil. Mag. **44**, 340, 1897.
2) W. Wien, Lorentz-Festschrift S. 96, 1900.
3) H. A. Lorentz, K. Akad. v. Wetenschappen te Amsterdam, 27. Mai 1904.

1) W. Wien, Boltzmann-Festschrift S. 174; Ann. d. Phys. **13**, 641 u. 663, 1904.
2) H. A. Lorentz, Versuch einer Theorie etc., Leiden 1895, S. 54.
3) H. A. Lorentz, K. Akad. v. Wetenschappen te Amsterdam, 27. Mai 1904.

Für das durch die Bewegung eines einzelnen kugelförmigen Elektrons hervorgerufene Feld ist nur die Annahme nötig, dass die ursprüngliche Kugelgestalt des Elektrons in ein Heavisidesches Ellipsoid übergeht.

Ich will nun zeigen, dass in der That die Ausdrücke, die für ein einzelnes schwingendes Elektron bekannt sind, nach dem Lorentzschen Schema auf den Fall der Bewegung übertragen, die von mir gewonnenen Ausdrücke für eine bewegte Strahlungsquelle ergeben.

Die für die Strahlung eines schwingenden Elektrons in Betracht kommenden Feldausdrücke lauten:

$$\mathfrak{E}'x = \frac{\partial^2\varphi}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z'^2} \quad \mathfrak{E}'y = -\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'\partial y'} \quad \mathfrak{E}'z = -\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'\partial z'}$$

$$\mathfrak{H}'x = 0 \quad -\mathfrak{H}'y = -\frac{1}{c}\frac{\partial^2\varphi}{\partial z'\partial t'} \quad \mathfrak{H}'z = \frac{1}{c}\frac{\partial^2\varphi}{\partial y'\partial t'}$$

$$\varphi = \frac{A}{r'}\cos\left(nt' - \frac{r'}{c}\right) \qquad r'^2 = x'^2 + y'^2 + z'^2.$$

Wollen wir nun diesen Zustand auf die Bewegung in der Richtung x mit der Geschwindigkeit v übertragen, so haben wir zu setzen

$$t' = kt - \frac{v}{kc^2}x \qquad K^2 = 1 - \frac{v^2}{c^2}$$

$$x = kx' \qquad y = y' \qquad z = z' \qquad r^2 = \frac{x^2}{k^2} + y^2 + z^2$$

$$\mathfrak{E}x = \mathfrak{E}'x \qquad \mathfrak{E}y = \frac{1}{k}\left(\mathfrak{E}'y + \frac{v}{c}\mathfrak{H}'z\right)$$

$$\mathfrak{E}z = \frac{1}{k}\left(\mathfrak{E}'z - \frac{v}{c}\mathfrak{H}'y\right)$$

$$\mathfrak{H}x = \mathfrak{H}'x \qquad \mathfrak{H}y = \frac{1}{k}\left(\mathfrak{H}'y - \frac{v}{c}\mathfrak{E}'z\right)$$

$$\mathfrak{H}z = \frac{1}{k}\left(\mathfrak{H}'z + \frac{v}{c}\mathfrak{E}'y\right).$$

Nun ist

$$\frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y'} \qquad \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t'}k \qquad \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x'}\frac{1}{k} - \frac{\partial}{\partial t'}\frac{v}{kc^2}$$

Nach Ausführung dieser Transformationen erhält man

$$\mathfrak{E}x = \frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} \qquad \mathfrak{E}y = -\frac{\partial^2\varphi}{\partial y\partial x}$$

$$\mathfrak{E}z = -\frac{\partial^2\varphi}{\partial z\partial x}$$

$$\mathfrak{H}x = 0 \qquad \mathfrak{H}y = -\frac{1}{c}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial z\partial t} - \frac{v}{c}\frac{\partial^2\varphi}{\partial z\partial x}\right)$$

$$\mathfrak{H}z = \frac{1}{c}\left(\frac{\partial^2\varphi}{\partial y\partial t} - \frac{v}{c}\frac{\partial^2\varphi}{\partial z\partial y}\right),$$

$$S = \frac{A}{r}\cos u\left(kt - \frac{v}{kc}x - r\right) \qquad r^2 = \frac{x^2}{k^2} + y^2 + z^2.$$

Hier erfolgt die Schwingung in derselben Richtung, wie die Bewegung. Die Schwingung ist longitudinal.

Die Ausdrücke sind identisch mit den früher von mir angegebenen. Für transversale Schwingungen haben wir zu setzen

$$\mathfrak{E}'x = -\frac{\partial^2\varphi}{\partial x'\partial z'} \qquad \mathfrak{E}'y = -\frac{\partial^2\varphi}{\partial y'\partial z'}$$

$$\mathfrak{E}'z = \frac{\partial^2\varphi}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2\varphi}{\partial y'^2}$$

$$\mathfrak{H}'x = -\frac{1}{c}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t'\partial y'} \qquad \mathfrak{H}'y = \frac{1}{c}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t'\partial x'}$$

$$\mathfrak{H}z = 0$$

und erhalten durch die Transformation und Berücksichtigung der Gleichung

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} - 2v\frac{\partial^2\varphi}{\partial x\partial t} - k^2c^2\frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2} - c^2\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2} - \frac{c^2v^2\varphi}{z^2} = 0$$

$$\mathfrak{E}x = -\frac{\partial^2\varphi}{\partial z\partial x}k - \frac{v}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial z\partial t}\frac{1}{k} \qquad \mathfrak{E}y = -\frac{1}{k}\frac{\partial^2\varphi}{\partial y\partial z}$$

$$\mathfrak{E}z = \frac{\partial^2\varphi}{\partial x^2}k + \frac{\partial^2\varphi}{\partial x\partial t}\frac{v}{c^2k} + \frac{1}{k}\frac{\partial^2\varphi}{\partial y^2}$$

$$\mathfrak{H}x = -\frac{1}{ck}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t\partial y} \qquad \mathfrak{H}y = \frac{1}{ck}\frac{\partial^2\varphi}{\partial x\partial t} + \frac{v}{ck}\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}$$

$$\mathfrak{H}z = -\frac{v}{ck}\frac{\partial^2\varphi}{\partial y\partial z}.$$

Auch diese Ausdrücke stimmen mit den früher von mir angegebenen bis auf den in die Amplitude aufzunehmenden konstanten Faktor $\frac{1}{k}$ überein.

Also sind die von mir angegebenen Resultate für die Ausstrahlung beschleunigter oder schwingender Elektronen als diejenigen anzusehen, die der Übertragung auf eine Bewegung der Strahlungsquelle mit konstanter Geschwindigkeit entsprechen.

Die weitere Verfolgung der Hypothese Heavisidescher Ellippsoide bietet nun eine Anzahl neuer Fragen, die der bisherigen Elektronentheorie fremd waren. Zunächst scheiden alle Erörterungen über die Überschreitung der Lichtgeschwindigkeit aus. Bei der Lichtgeschwindigkeit würde jedes Elektron die Gestalt einer Kreisscheibe annehmen und die Überschreitung der Lichtgeschwindigkeit würde die Ladung des Elektrons nach der gemachten Annahme nicht mehr im stabilen Gleichgewicht lassen.

Dagegen tritt die Frage auf, wie sich die Verhältnisse gestalten, wenn bei einer Beschleunigung des Elektrons die Gestaltsänderung während der Geschwindigkeitsänderung berücksichtigt werden muss. Dies wird allerdings nur bei sehr plötzlichen Änderungen der Geschwindigkeit erforderlich sein. Doch ist es leicht

möglich, dass sie bei einer genauen Theorie der Röntgenstrahlen in Frage kommt.

Die hier vertretenen Gesichtspunkte rücken den Standpunkt, dass man alle Massen und alle Kräfte elektromagnetisch auffassen muss, immer mehr in den Vordergrund. Denn nur unter dieser Bedingung gelingt es, in konsequenter Weise von den erwähnten negativen Einflüssen der Erdbewegung Rechenschaft zu geben.

Dagegen würde ich es für die weitere Entwicklung der Wissenschaft für äusserst schädlich halten, wenn man in einseitiger Weise solche auf Hypothesen gegründete Theorien nun schon als endgültig feststehend ansehen wollte. Gerade der grosse Umschwung, den die Physik in der letzten Zeit erfahren hat, mahnt zu doppelter Vorsicht und besonders dazu, die Augen auch noch für andere theoretische Möglichkeiten offen zu halten, damit immer die Möglichkeit einer Änderung des eingeschlagenen Weges gegeben ist.

Würzburg, 1. Juli 1904.

(Eingegangen 3. Juli 1904.)

Methode zur Bestimmung der Intensität der β-Strahlen, sowie einige Messungen ihrer Absorbierbarkeit.

Von W. Seitz.

Im letzten Jahre wurde die Intensität der von einem Radiumpräparat ausgehenden Strahlung von den Herren W. Wien[1]), Strutt[2]), Paschen[3]) quantitativ bestimmt durch die positive Ladung, welche das Präparat im Vakuum annehmen muss, da es fortgesetzt negative Elektronen fortsendet. Bei den folgenden Versuchen habe ich nun gerade den entgegengesetzten Weg eingeschlagen: nicht die positive Selbstladung des Präparates, sondern die negative Ladung, welche eine im Vakuum isoliert aufgehängte Platte durch Bestrahlung mit β-Strahlen empfängt, wurde gemessen. Da hier das Präparat nicht selbst in den evakuierten Raum eingeschlossen werden muss, so eignet sich diese Methode sehr gut für manche Zwecke, z. B. für Absorptionsmessungen. — Auf ein Glasgefäss von der in Fig. 1 angegebenen Gestalt, wurde bei K eine Messingkapsel mit Siegellack aufgekittet. In diese waren dicht angeordnet 7 Löcher gebohrt, so dass nur schmale Spangen zurückblieben (s. Fig. 2) als Träger für das darauf zu befestigende Aluminiumfenster. Dies bestand aus 0,01 mm starker

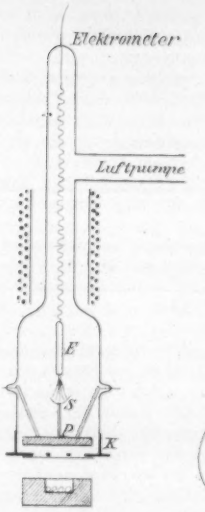


Fig. 1.

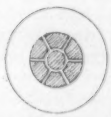


Fig. 2.

Aluminiumfolie und hatte eine Gesamtfläche von 1 qcm. Etwa in der Folie vorhandene kleine Löcher können durch Überstreichen mit dünnem Spirituslack leicht unschädlich gemacht werden. Die 3 mm starke Messingplatte P ist an dünnen Stäbchen sehr gut isolierenden Glases aufgehängt.

Auf der Platinschale S, welche mit P metallisch verbunden ist, ruht das Ende der zum Elektrometer führenden Leitung, welche aus leicht federndem, dünnem Draht bestand. Ein Pinsel aus feinem Platindraht verbürgt guten Kontakt. Über diesem Pinsel ist ein leichter Eisenstift (E) angebracht, um auf dem elektromagnetischem Wege mit Hilfe der Spule Sp den Kontakt unterbrechen zu können.

Die Röhre wurde bis zur äussersten Grenze der Leistungsfähigkeit der Luftpumpe evakuiert, die Isolation der Platte P war dann, solange der elektromagnetische Kontakt gehoben war, ganz vorzüglich.[1])

Das radioaktive Präparat — 0,007 g Radiumbromid von Büchler & Co. in Braunschweig — befand sich in einer oben mit dünnem Glimmer verschlossenen starkwandigen Bleikapsel ungefähr 7 mm unter dem Fenster. Den geometrischen Verhältnissen nach zu schliessen, dürfte etwa der 7. Teil der Gesamtstrahlung auf die Platte P gelangen, falls man von der Absorption in dem Glimmerblatt, dem Fenster (diese ist

1) W. Wien, diese Ztschr. **4**, 624—626, 1903.
2) R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. **72**, 208, 1903.
3) F. Paschen, Ann. d. Phys. **14**, 164—171, 1904.

1) Die Isolation wurde noch besonders geprüft, indem an das Fenster eine Spannung von 2 Volt angelegt wurde.

im übrigen sehr gering), sowie in sonstigen dazwischen gebrachten Schichten absieht.

Bei Absorptionsmessungen wird die absorbierende Schicht zwischen Präparat und Fenster gelegt und kann bei dieser Anordnung sehr bequem vertauscht oder entfernt werden.

Zur Elektrizitätsmessung diente ein Quadrantenelektrometer nach Dolezalek.

Da die Isolation desselben nicht sehr gut ist, so verfuhr ich im allgemeinen folgendermassen.

Der elektromagnetische Kontakt wurde durch Einschalten des Stromes in die Spule eine bestimmte Zeit lang — im allgemeinen 2 Minuten, in einigen Fällen aber bis zu 30 Minuten — unterbrochen.

Die Ladung, welche währenddessen sich auf P durch das Auftreffen der Elektronen angesammelt hatte und welche ein Mass für deren Menge bildet, wurde durch den ersten Ausschlag des Elektrometers bestimmt, nachdem die Verbindung wieder hergestellt worden war. — Nur in solchen Fällen, in denen die Strahlung nicht durch dickere absorbierende Schichten erheblich geschwächt war, konnte die in der Zeiteinheit sich ansammelnde Elektrizitätsmenge gemessen werden, indem das Elektrometer dauernd eingeschaltet blieb. Die Ergebnisse beider Methoden stimmten vollständig miteinander überein. Das Elektrometer war mit einem Harmsschen[1]) Kondensator auf Elektrizitätsmengen geeicht und es entsprach ballistisch gemessen 1 mm $2{,}96 . 10^{-13}$ Coulomb. Dass das Instrument sowie die Zuleitungen und die Röhre selbst aufs beste gegen elektrostatische Störung durch metallische Umhüllung geschützt werden musste, ist selbstverständlich.

Alle im folgenden angegebenen Zahlen sind gefunden durch eine grössere Anzahl von Einzelmessungen, welche im allgemeinen auf 4 Proz. miteinander übereinstimmten. Zahlen, welche mir aus irgendeinem Grunde weniger zuverlässig scheinen, sind in Klammern eingeschlossen.

Absorption in Zinn von verschiedener Dicke.

Die Schichten verschiedener Dicke wurden durch Aufeinanderlegen einer entsprechenden Anzahl Stanniolblätter hergestellt. Durch Wägung wurde das Produkt aus Dicke und Dichte, also die Masse pro Flächeneinheit bestimmt.

Hervorzuheben ist, dass es für die Absorption gleichgültig ist, ob wir mehrere dünne Blättchen verwenden oder ein dickeres, von der gleichen Gesamtmasse.

In der folgenden Tabelle stehen unter d die Dicken der Zinnschichten in cm; $\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_0}$ ist das Verhältnis der durch die absorbierende Schicht hindurchgedrungenen Elektrizitätsmenge zu der bei Abwesenheit der absorbierenden Schicht gefundenen. Der Absorptionskoeffizient α ist berechnet nach der Formel $\mathcal{J} = \mathcal{J}_0 e^{-\alpha d}$

Tabelle I.

d	$\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_0}$	α
0,000834	0,869	175
0,001665	0,802	132,5
0,00421	0,653	101,5
0,00818	0,466	93,5
0,01239	0,359	82,5
0,01661	0,289	74,9
0,02055	0,230	71,5
0,02705	1,1705	65,4
0,0518	(0,065)	(52,8)
0,0789	(0,0312)	(43,9)
0,1585	(0,00594)	(32,3)
0,216	(0,00428)	(25,2)

Der Absorptionskoeffizient nimmt, wie aus der Tabelle hervorgeht, mit Zunahme der Dicke der absorbierenden Schicht ab. Diese bereits bekannte Thatsache erklärt sich aus der Inhomogenität der vom Präparat ausgesandten Strahlen.

Angeregt durch die Beobachtungen von Herrn Paschen, von denen ich erfuhr, als meine Untersuchungen bereits beendet waren, habe ich auch geprüft, ob selbst durch dicke Bleiplatten noch messbare Ladungen hindurchgehen.

Das Resultat war ein positives. Nachdem durch 3 mm Blei hindurch die isolierte Auffangplatte eine Stunde lang bestrahlt worden war, zeigte das Elektrometer beim Herstellen des Kontakts deutlich eine negative Ladung an.

Nach diesen Messungen beträgt die Menge β-Strahlen von höchster Geschwindigkeit, welche eine solche Bleiplatte noch zu durchdringen vermag, ungefähr 0,291 Proz. der Gesamtstrahlung.

Das von Herrn Paschen gefundene Resultat ist also hiermit bestätigt. Wenn die Zahl 0,291 bedeutend kleiner ist als der entsprechende von Paschen gefundene Wert, so ist dies selbstverständlich, da bei mir die ursprüngliche Strahlenmenge ($\mathcal{J}_0$) nur das Glimmerblatt passiert hatte und daher noch reich an langsamen, stark absorbierbaren Strahlen war, während bei Herrn Paschen die letzteren durch das 0,5 mm starke Glas, in welches das Präparat eingeschlossen war, bereits grösstenteils entfernt waren.

Das Absorptionsvermögen verschiedener Substanzen.

Bei der Bestimmung der Absorption in verschiedenen Materialien diente stets als Ver-

1) F. Harms, diese Ztschr. **5**, 47—50, 1904.

gleichssubstanz Stanniol, und zwar wurde die Dicke der Stanniolschicht, d. i. die Anzahl der Blätter, so gewählt, dass eben nahezu dieselbe Strahlenmenge durch das Stanniol hindurchgeht, wie durch die zu untersuchende Substanz; bei kleinen Unterschieden konnte mit Hilfe von Tabelle I interpoliert werden.

Das Dickenverhältnis, das wir wählen müssen, um in den beiden zu vergleichenden Substanzen gleiche Absorption zu erzielen, ist im übrigen unabhängig von der absoluten Dicke, wenigstens in dem von mir benutzten Messbereich.

In der folgenden Tabelle ist nicht das Verhältnis der Dicken, sondern das Verhältnis der Massen zur Flächeneinheit, das gleicher Absorption entspricht, angegeben. Die Zahlen sind willkürlich auf Zinn als Einheit bezogen.

Tabelle II.

	$M \times$ M (Zinn)	Atomgewicht
Blei	0,745	206,9
Gold	0,83	197,2
Platin	0,84	194,8
Zinn	1	118,1
Silber	1	107,9
Blattmetall	1,227	(70 im Mittel)
40% Silbernitratlösung[1])	(1,258)	
Stahl	1,29	56,0
Schwefel	1,34	32,0
Aluminium	1,56	27
Gips (Marienglas)	1,57	
Papier[1])	1,57	
Glimmer	1,57	
Wasser	(1,66)	
Paraffin	1,69	
Hartgummi	1,73	
Kohle (Gaskohle)	1,86	

Wie aus der Tabelle folgt, gilt mit erster Annäherung das von Lenard für die Absorption von Kathodenstrahlen aufgestellte Gesetz, wonach gleiche Absorption einer gleichen Masse pro Flächeneinheit, also einem gleichen Produkt von Dicke und Dichte entsprechen soll, doch weichen die Zahlen erheblich vom Werte 1 ab. Bei den untersuchten chemischen Elementen (Metalle, Schwefel, Kohle) lässt sich insofern eine gewisse Gesetzmässigkeit beobachten, als die Zahlen mit wachsendem Atomgewicht abnehmen. Also die Substanzen absorbieren bei gleicher Masse pro Flächeneinheit desto mehr, je höher das Atomgewicht.

Schliesslich möchte ich noch den absoluten Wert der Elektrizitätsmenge, welche die 0,007 gr Radiumbromid pro Zeiteinheit aussenden, angeben, so genau sich derselbe mit Hilfe meines Apparates bestimmen lässt. Durch das obengenannte Glimmerplättchen und durch das Aluminiumfenster hindurch empfängt die Auffangplatte in der Vakuumröhre $0.507 \cdot 10^{-12}$ Coulomb pro Sekunde.

Aus den geometrischen Verhältnissen der ganzen Anordnung zu schliessen, dürfte dies etwa der 7. Teil der nach allen Seiten erfolgenden Gesamtstrahlung sein, wobei die Absorption in Glimmerblatt und Aluminiumfenster vernachlässigt werden kann, das Präparat giebt darnach $3{,}57 \cdot 10^{-12}$ Amp. dauernd in Form von β-Strahlen ab.

Diese Zahl stimmt der Grössenordnung nach gut überein mit dem von Herrn Wien nach der indirekten Methode bestimmten Wert, wonach 0,004 gr Radiumbromid durch ein $^1/_{10}$ mm dickes Glasröhrchen dauernd $3{,}018 \cdot 10^{-12}$ Amp. ausstrahlt.

Würzburg, Physikalisches Institut.

(Eingegangen 4. Juni 1904.)

[1]) Flüssigkeiten, deren Absorption bestimmt werden sollte, wurden in einem aus Glimmerblättchen angefertigten Trog gefüllt. Die Dicke der Flüssigkeitsschicht betrug $1^1/_2$ mm.

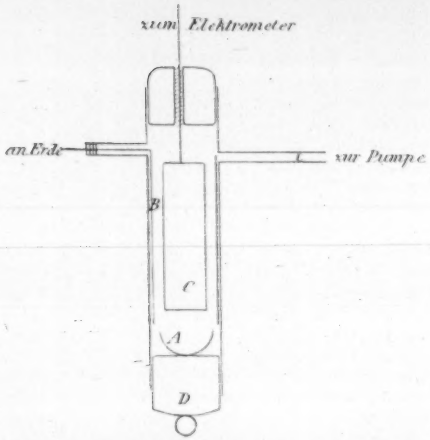
Über die Ionisation bei der Ozonbildung.

Von Siegfr. Guggenheimer.

Veranlasst durch die elektrischen Erscheinungen, welche die Oxydation des Phosphors in feuchter Luft begleiten, begann ich vor einiger Zeit Versuche, welche darthun sollten, ob diese Ionisationserscheinungen derartige Oxydationen allgemein begleiten. Es drängte sich mir bei diesen Versuchen jedoch bald die Überzeugung auf, dass die Ionisation immer verknüpft ist mit gleichzeitig vor sich gehender Ozonbildung. Eine Anzahl meiner Versuche ist bereits durch die Veröffentlichung des Herrn Uhrig[1]) überholt worden, jedoch glaube ich einige Versuche mitteilen zu sollen, welche zeigen, dass starke Ionisation die Phosphoroxydation nur dann begleitet, wenn chemisch die Möglichkeit der Ozonbildung vorhanden ist.

Ich benutzte zu diesen Versuchen ein cylindrisches Gefäss von ca. 15 cm Länge und 3 cm innerer Weite. Unten wurde das Gefäss durch einen Schliff D geschlossen. Mit diesem Schliff war ein Glasschälchen A fest verbunden, in dem sich der gelbe Phosphor befand. C ist ein Zerstreuungskörper aus Aluminium, der durch Hartgummi und Paraffin sorgfältig isoliert war. Ein an Erde gelegter Aluminiumcylinder B füllte die Wandungen des Gefässes fast vollständig aus. Eine Ansatzröhre E führte zu einem Dreiweghahn, mittels dessen eine Verbindung des Versuchsrohres mit einer Sprengel-Donlepumpe, mit einem Stickstofferzeugungsapparat oder durch ein System von Trocken-

[1]) Uhrig, Naturwiss. Rundschau 18 601, 1903.



röhren mit der äusseren Luft hergestellt werden konnte. Der Zerstreuungskörper C wurde mit der Nadel eines Dolezalek-Elektrometers verbunden, dessen Quadranten durch Akkumulatoren eine konstante Ladung von $+4$ Volts erhielten. Der Abstand von C zu B betrug 5 mm und die Spannungsdifferenz CB betrug 400 Volts/cm. C wurde durch eine Hochspannungsbatterie abwechselnd positiv und negativ geladen.

Der Versuch, der oft wiederholt wurde, geschah folgendermassen: Zunächst wurde der Isolationsverlust des Systems Zerstreuungskörper-Elektrometer bestimmt, hierauf Phosphor eingeführt, und dessen Entladungsvermögen in Luft von Zimmerfeuchtigkeit bestimmt. Dann wurde gelber Phosphor auf das Schälchen A gelegt und beobachtet, um wieviel der Ausschlag der Elektrometernadel während 10 Minuten zurückging. Hierauf wurde wiederholt evakuiert, soweit es möglich war, und der Apparat mit trockenem Stickstoff gefüllt. Schliesslich wurde wieder evakuiert, und hierauf durch Vorlagen von konz. Schwefelsäure, Chlorcalcium und Phosphorpentoxyd getrocknete Luft langsam eingelassen. War der Druck im Apparate wieder auf Atmosphärendruck gestiegen, so wurde wieder die Elektrizitätszerstreuung während 10 Minuten beobachtet.

Die Resultate waren durchweg von folgendem Typus:

Bei einem ursprünglichen Gesamtausschlag von 125 Skalenteilen ging die Nadel in 10′ zurück um

14 Sk.-T. bei der Isolationsprüfung des messenden Systems,
40 Sk.-T. bei der Oxydation in Luft der Feuchtigkeit des Zimmers,
16 Sk.-T. nach Stickstofffüllung, Evakuation und Zuführung trockener Luft.

Man sieht hieraus, dass, wenn möglichst trockener Phosphor nur mit ganz trockener Luft in Berührung kommt, die Entladung kaum stärker ist, als der Verlust durch Mängel der Isolation. Dass die beiden Werte nicht übereinstimmten, lag sicher darin, dass es nie gelang, den gelben Phosphor absolut trocken zu erhalten. Sehr geringe Mengen von Feuchtigkeit blieben immer zurück; es scheint, dass das einzige Mittel, Phosphor ganz trocken zu erhalten, darin besteht, denselben im Vakuum in das Entladungsgefäss hinein zu destillieren.

Eine Bestätigung dieser Versuchsresultate ist in den Resultaten zu erblicken, die Herr Harms[1]) erhalten hat, als er Phosphordampf mit Sauerstoff zusammenbrachte.

Was die Ursache der bei der Oxydation des Phosphors auftretenden Ionenbildung anlangt, so glaube ich auch, dass dieselbe in innigem Zusammenhange steht mit der durch die van't Hoffsche Schule festgestellten Abweichung vom Massenwirkungsgesetze, die der Oxydationsvorgang in diesem Falle zeigt, und bin ich auch mit Herrn Schenck[2]) der Meinung, dass diese Abweichung nur eine scheinbare ist. Obwohl bisher von der Chemie sauerstoffreichere Verbindungen als Phosphorpentoxyd nicht isoliert worden sind, glaube ich doch, dass man annehmen kann, dass bei der Oxydation des Phosphors primär, und zwar mit einer Reaktionsgeschwindigkeit, die dem Massenwirkungsgesetz entspricht, unstabile höhere Oxyde, vielleicht von der Formel P_2O_7 oder P_2O_9 entstehen, die sich jedoch unter Sauerstoffabspaltung resp. Ozonbildung sofort wieder zersetzen. Dann kann man sich leicht vorstellen, dass bei der Sauerstoffabspaltung dieser hypothetischen höheren Oxyde auch ein Zerfall des Sauerstoffmoleküls eintritt und Ozonbildung in der von Herrn Schenck geschilderten Weise stattfindet. Dass bei dem Übergang einer Verbindung aus einer höheren Oxydationsstufe in eine niedrigere der Vorgang sich unter Ozonbildung vollziehen kann, zeigt der Vorgang bei der Einwirkung von konz. H_2SO_4 auf $KMnO_4$ oder auf BaO_2.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit haben die Herren Richarz und Schenck[3]), sowie eingehender kurze Zeit darauf Herr Schenck[4]) allein, die Analogie besprochen, welche die Eigenschaften des Ozons mit denen der radioaktiven Körper aufzuweisen scheinen. Ich bin der Meinung, dass beide Klassen von Erscheinungen doch erhebliche Verschiedenheiten aufzuweisen, und will versuchen, diese Ansicht kurz zu begründen.

1) Harms, diese Ztschr. **5**, 95, 1904.
2) Schenck, Berl. Ber. **53**, vom 7. 1. 1904.
3) Richarz und Schenck, Berl. Ber. **52**, vom 10. 12. 1903.
4) Schenck, l. c.

Wenn wir einen Körper als radioaktiv ansprechen, so verstehen wir darunter, dass er, von der Emanation abgesehen, einen Komplex von Strahlungen aussendet, die imstande sind, die photographische Platte zu schwärzen, und die Luft resp. das Gas so verändern, dass elektrisch geladene Körper entladen werden. Hierbei ist wesentlich, dass die Strahlung starke Körper zu durchdringen vermag. Nun ist, abgesehen von dem von den Herren Richarz und Schenck citierten Versuch, bisher nie eine Einwirkung des Ozons auf die photographische Platte beobachtet worden. Vor einigen Jahren schon untersuchte ich, ob von dem sich oxydierenden Phosphor eine Strahlung ausgeht, welche die Trockenplatte beeinflusst. Hierbei war die Platte zum Schutz gegen das Phosphoreszenzlicht in dünnes schwarzes Papier eingewickelt. Ich erhielt jedoch selbst bei einer Exposition von mehreren Tagen nie eine Einwirkung auf die Platte. Graetz[1]) konnte keine Wirkung von Ozon auf die photographische Platte feststellen und v. Lengyel[2]) findet, dass auf die Platte nur die reduzierenden, oxydierbaren, nicht aber die indifferenten, oxydierenden Gase einwirken.

Ganz entgegengesetzt verhält sich nun Wasserstoffsuperoxyd. Hier haben wohl die Untersuchungen von Graetz die Existenz einer photographisch wirksamen Strahlung erwiesen, jedoch fand schon Graetz, dass es bei Atmosphärendruck elektrisch wirkungslos ist. Mit einem dem oben beschriebenen analog konstruierten Apparate und gleicher Schaltung habe ich gefunden, dass im Dunkeln oder bei gedämpftem, zerstreutem Tageslicht das stärkste, im Handel erhältliche (30prozentige) Wasserstoffsuperoxyd weder bei atmosphärischem Druck, noch bei 675 mm, 628 mm, 562 mm, 502 mm, 288 mm, 162 mm, 75 mm und 24 mm Druck irgendeine Wirkung auf einen elektrisch geladenen Körper ausübt. Desgleichen ist der von fein verteiltem Platin aus Wasserstoffsuperoxyd katalytisch abgespaltene Sauerstoff elektrisch vollständig inaktiv.[3]) Auf Grund der hier geschilderten Unterschiede im Verhalten von Ozon und Wasserstoffsuperoxyd glaube ich sogar, dass es dem analytischen Chemiker möglich sein wird, Ozon und H_2O_2 neben- und voneinander zu unterscheiden.

1) Graetz, diese Ztschr. **4**, 271, 1902.
2) v. Lengyel, Wied. Ann. **68**, 1162, 1898.
3) Nebenbei sei bemerkt, dass, wenn Luft bei einer Temperatur dicht unter Rotglut über fein verteiltes Platin geleitet wird, dieselbe nicht ionisiert wird.

München, 3. Mai 1904.

(Eingegangen 6. Mai 1904.)

Über Spitzenwirkung im homogenen elektrostatischen Felde.

Von K. v. Wesendonk.

Verfasser hat vor einigen Jahren Versuche[1]) beschrieben, welche darthun, in wie erheblichem Masse die elektrische Spitzenausströmung davon abhängt, wieweit die betreffende Spitze über ihre auf gleichem Potential befindliche Umgebung hervorragt. Es wurde auch darauf hingewiesen[2]), dass die genannten Umstände für die Grösse einer eventuellen Blitzableiterwirkung von Belang seien. Bei den zahlreichen Messungen über Spitzenentladungen ist auf einen solchen Einfluss der Umgebung nur wenig Rücksicht genommen worden, und scheint besonders dessen Grösse recht wenig bekannt. Trotzdem kehrt aber immer wieder, z. B. in dem vortrefflichen Lehrbuche der kosmischen Physik von Arrhenius, Bd. II, S. 783, die Behauptung, es sei ein Hauptzweck der Blitzableiter, die entgegengesetzte Elektrizität der Wolken zu neutralisieren, und so eine Blitzbildung überhaupt zu verhindern. Eine solche Beeinflussung der atmosphärischen Vorgänge wäre gewiss von erheblichem Interesse und selbst praktischer Bedeutung, nur fehlen leider meines Wissens alle näheren Angaben über die wirkliche Grösse dieser vermeintlichen Spitzenausströmung. Es ist längst bekannt, dass eine solche, wenn sie irgend erheblich ist, mit einer Lichterscheinung verbunden ist, und man sollte demnach erwarten, dass bei nächtlichen Gewittern häufig sog. St. Elmsfeuer an den Blitzableitern resp. anderen geeigneten Stellen sich zeigen würden. Nach Verfs. Wissen ist das aber nicht der Fall, vielmehr scheinen solche St. Elmsfeuer nur als vereinzelte, seltene Erscheinungen in unseren Gegenden wenigstens angesehen zu werden. Herr Neesen[3]) weist an der Hand eines Experimentes darauf hin, dass die Spitzenwirkung nicht imstande sei, bei schneller Potentialänderung einen vorbeugenden Einfluss auszuüben, in Übereinstimmung mit einem seinerzeit gegebenen Gutachten der Berliner Akademie.[4]) Immerhin könnten die betr. Ausströmungen von einer gewissen Bedeutung sein für die atmosphärisch-elektrischen Zustände, wenn man nur wüsste, ob und in welchem Umfange sie überhaupt eintreten. Einen kleinen Anfang dazu zu machen, wurden einige mehr nur orientierende Versuche in nahezu homogenem elektrostatischen Felde angestellt. Eine grössere (78 cm Durchmesser) Messingplatte wurde durch drei von Günther & Tegetmeyer in Braun-

1) Wied. Ann. **49**, 296—299, 1893.
2) l. c. S. 299 u. Wied. Ann. **50**, 481, 1893.
3) Himmel u. Erde **13**, 158, 1901.
4) Monatsberichte für 1880, S. 754.

schweig bezogene, bekanntlich vortrefflich isolierende Bernsteinstützen getragen. Eine davon war direkt ein für ca. 10000 Volt zur Messung geeichter statischer Spannungsmesser veränderter Braunscher Konstruktion. Die beiden anderen isolierenden Stützen sind ebenso eingerichtet wie die Elektrometer, nur fehlen Aluminiumblättchen resp. Zeiger und Ableseskala. Die Metallstifte, welche in die Instrumente bekanntlich einzuführen sind, tragen in unserem Falle oben dickere Metallscheiben von 65 mm Durchmesser. Auf diesen ruht die oben genannte grosse Metallplatte. Wird sie mit einer kleinen Influenzmaschine oder [1]) einer Verstärkungsflasche, eventuell unter Zwischenschaltung eines Bindfadens geladen, so kann man also das erreichte Potential direkt am Braunschen Elektrometer ablesen, ebensowie Veränderungen, die in der Höhe der Spannung eintreten. In einer gewissen Höhe über dieser ersten Metallplatte wurde eine zweite zur Erde abgeleitete gleichgrosse solche möglichst parallel angebracht. Sie ruhte auf drei Metallstreifen, welche an drei geeigneten auf- und abverschiebbaren dreibeinigen Tischen befestigt sich befanden, so dass man also den Abstand der beiden grossen Metallplatten innerhalb gewisser Grenzen beliebig variieren konnte. In der Mitte der oberen abgeleiteten Metallscheibe befand sich eine Durchbohrung, in welche ein ebenfalls durchbohrter Ebonitcylinder eingesetzt war. In seiner Durchbohrung liess sich mit Reibung ein ca. 8 mm dicker Metallstab verschieben, der an seinem unteren, der geladenen grossen Scheibe zugewandten Seite eine feine Nähnadel trug. Am anderen Ende befand sich eine Klemmschraube, von der aus man die Nadel also mit der Erde oder einem Elektrometer verbinden konnte. Da die Isolierung der geladenen grossen Metallscheibe sich als vortrefflich erwies, zeigte sich eine irgend erhebliche Wirkung der abgeleiteten Spitze, sobald sie bei deren Hinabschieben gegen die untere Platte hin oder bei gewisser Höhe der Ladung in Erscheinung trat, an einem erheblich schnelleren Sinken des Zeigers im Braunschen Elektrometer bis zu einer erneuten relativen Gleichgewichtslage.[2]) War die Nähnadel isoliert, mit einem Exnerschen Elektrometer verbunden, so zeigte das Divergieren der Aluminiumblättchen mit einer Ladung, die derjenigen der unteren Platte gleichartig, das Eintreten der Spitzenwirkung mit erheblicher Empfindlichkeit an. Stand der Zeiger des Elektrometers z. B. auf seinem höchsten Eichwert, nämlich 69° entsprechend 10220 Volt [1]), so wirkte die Spitze noch nicht merklich, wenn sie ca. 13 cm aus der oberen Platte herausragte, der Abstand der beiden grossen Platten ca. 50 cm betrug und die Ladung positiv war, also negativ gegebenenfalls Elektrizität der Spitze entströmte. Wir haben dann also ein Potentialgefälle von rund 20000 Volt pro Meter, ein Fall, der in der Natur doch wohl schon einen recht erheblichen und nicht alltäglichen Wert repräsentiert, und doch ist die feine Nähnadelspitze relativ so wenig wirksam. Steigerte man das Potential der geladenen unteren Scheibe etwas, so trat, bevor noch 70 am Elektrometer erreicht worden, die Ausströmung ein, bei abgeleiteter Spitze und Aufhören der Elektrizitätszufuhr sinkt der Ausschlag des Zeigers dann wieder zumeist auf etwa 69,3, wo er dann stehen bleibt, abgesehen von den unvermeidlichen Verlusten in die Luft und durch die Stützen. Im Dunkeln beobachtete man, sobald eine deutliche Thätigkeit der Spitze eingetreten, auch das bekannte charakteristische Leuchten; ein erhebliches lichtloses Ausströmen hat, wie man so aufs neue konstatieren konnte, nicht statt. Beim langsamen Annähern der abgeleiteten Nadel an die untere geladene Platte trat dann auch, wie das ja wohl schon genügend bekannt, die Entladung ziemlich plötzlich in recht merklicher Stärke auf. Es wurde bei weiteren Beobachtungen nun fast immer so verfahren, dass man erst ungefähr feststellte, bei welchem Potentiale der unteren grossen Platte mit gegebener Stellung der Nadel, deren Wirksamkeit aufhörte. Dann wurde das Potential der unteren Platte soweit gesteigert, dass eine energische Ausströmung eintrat und hierauf suchte man zu beobachten, bei welcher Zeigerstellung die Wirksamkeit eben nicht mehr zu konstatieren war. Es wurden ziemlich viele derartige Messungen angestellt, für eine bestimmte Lage der Nadelspitze, da sie nicht immer die wünschenswerte Übereinstimmung zeigten. Auch machte sich das Eintreten nasser Witterung bei dem Elektrometer störender bemerkbar, als für die Beobachtungen erwünscht erschien. Immerhin geben die angestellten Messungen ein gutes Bild von dem, wenn man so sagen darf, hemmenden Einflusse des homogenen Feldes. Die folgende kleine Zusammenstellung giebt die wichtigsten Resultate wieder, welche so erhalten wurden und zwar für den Plattenabstand nahe 50 cm und 100 cm, wobei also die höchsten Feldwerte von etwa 20000 und 10000 Volt per Meter auftraten. Viel höhere Ladungen als 10000 Volt vertrug das Elektrometer nicht

1) Man kann so die Ladung der Luft durch die Influenzmaschine vermeiden, indem man die Verstärkungsflasche ausserhalb des Beobachtungsraumes lädt.

2) Das geladene Elektrometer allein geschlossen, sich selbst überlassen, zeigte z. B. am

22. Januar 1904 h. 11 a. m. 67° (9050 Volt)
23. Januar 1904 h. 4 p. m. 59° (6230 Volt)
24. Januar 1904 h. 11 a. m. fast 58° (6040 Volt).
(Ladung positiv.)

1) Nach Angabe der Verfertiger des Elektrometers.

mehr, es erfolgte dann Funkenbildung resp. starkes Überströmen der Elektrizität an der isolierenden Stütze. Die erste mit A bezeichnete Kolonne giebt den Abstand der Spitze von der oberen Platte an, die zweite die Zeigerstellung bei positiver, die dritte Kolonne dieselbe Grösse bei negativer Ladung der unteren Platte an, für welche die Spitzenwirkung eben aufhört. Weiter also entladet eine solche feine Nähnadel nicht in der gegebenen Stellung. Die in Klammern beigefügten Zahlen geben das ungefähr entsprechende Potential in Volt nach den Eichungen von Günther & Tegetmeyer. In zwei weiteren kleinen Tabellen steht angegeben, wieweit dieselbe Nadel die untere Platte entladet, wenn sie direkt auf dieser in senkrechter Richtung zur oberen Platte hinausstrahlend angebracht wird.[1]) Dabei befand sich die Nadel an denselben 8 mm dicken Stäben, die zu den früheren Versuchen[2]) gedient hatten, und wurden diese direkt oder nach Anbringung einer runden Metallscheibe auf die untere grosse Platte gestellt. Die Nadel wurde zu Anfang der Versuche mit Petroläther entfettet, dann aber einfach der freien Luft ausgesetzt gelassen, Berührung derselben mit anderen Dingen allerdings vermieden.

I.

Plattenabstand 50 cm.[3])

A	+	−
13 cm	69,3 (10394 Volt) (69,2—69,5)	Zu hohes Potential für das verwendete Elektrometer
17,5 cm	66,5 (8775 Volt) (66,1—66,7)	69—69,1 (10249 Volt)
19 cm	65,3—65,4 (8194,5 Volt) (65—65,4)	68,4 (9872 Volt) (68,1—68,8)
29 cm	55,4 (5546 Volt) (55,3—55,5)	61,5 (6855 Volt) (60,5—61,5)
36 cm	47,5—47,7 (4461,2 Volt)	54,7 (5425,6 Volt) (54—54,7)

II.

Plattenabstand 100 cm.

A	+	−
51,6 cm	69,6 (10568 Volt) (69,3—69,7)	Potential zu hoch für Elektrometer
55,1 cm	68 (9640 Volt)	dito
65,6 cm	63,2—64 (7420—7700 V.)	67—67,3 (9050—9227 V.)
76 cm	56,3—56,5 (5717—5755 V.)	61 (6710 Volt)
78,5 cm	53,7—54 (5277,6—5322 V.)	59 (6230 Volt)

1) Unter A steht, wie hoch die Spitze über der unteren Platte sich befand.

2) Bei diesen verschob sich der betr. Stab, der am unteren Ende die Nadel trug, in der Durchbohrung des Ebonitcylinders.

3) Die Zahlen in den Klammern geben hier und in den folgenden Tabellen die Schwankungen der Werte der Zeigereinstellungen für sorgfältige Beobachtungen. Die Einzelwerte erschienen als die zuverlässigsten Angaben.

III.

Plattenabstand 50 cm.

A	+	−
94 mm	69 (10220 Volt)	66,1—66,4 (8555—8720 V.)
101 mm	68,2—68,5 (9756—9930 V.)	65,5 (8265 Volt)
282 mm	53,3 (5218,4 Volt)	46,2 (4304,4 Volt)

IV.

Plattenabstand 100 cm.

A	+	−
101 mm	69,7—9 (10626—10742 V.)	67,1 (9109 Volt)
110 mm	68,9 (10162 Volt)	66,5 (8775 Volt)
282 mm	58,8—9 (6201,5 Volt)	53,6 (5202,8 Volt)

Legte man den Stab, der die Nadel trägt, auf die Grundplatte, so dass nur die Länge der Nadel selbst über den Rand der grossen Platte horizontal hervorragt, so stellte sich der Zeiger des Elektrometers auf 63° (7350 Volt). Bringt man ferner die Nadel direkt auf der dem Stifte des Elektrometers aufgeschraubten Scheibe an, so dass sie senkrecht zu dieser stehend ihre Spitze um 48 mm über der betr. Scheibe zu liegen kommt, so stellt sich der Zeiger bei positiver Ladung auf 44° (4068 Volt), bei negativer auf unter 30° (2720 Volt). Die Spitzenwirkung ist also in diesem Falle ganz erheblich grösser als im nahezu homogenen Felde von oben angegebener Stärke. Man sieht daraus deutlich, wie unstatthaft es ist, aus dem Verhalten einer etwa direkt am Messapparate angebrachten, frei in den Raum hinausreichenden Spitze auf deren Wirksamkeit in einem homogenen Felde, wie das bei der atmosphärischen Elektrizität der Fall, zu schliessen.

Von einigem Interese ist vielleicht noch die Frage, wie gross die Differenz zwischen dem Potential der Spitze und demjenigen derselben Stelle im ungestörten Felde, für welche die Wirksamkeit der Nadel eben aufhört. Nach den vorliegenden Versuchen berechnet sich diese Grösse wie in folgender Zusammenstellung in der Kolonne unter D angegeben.

I.

Plattenabstand 50 cm.
Potential der Nadel = Null (Erdpotential).

A	$D+$	$D-$
13 cm	2702,7	
17,5 cm	3071,25	3587,5
19 cm	3114,1	3750,9
29 cm	3216,1	3975
36 cm	3211,2	3906

Kolonne A giebt wie früher den Abstand der Spitze von der oberen Platte, $D+$ bezieht sich auf positive Ladung der unteren grossen Platte, $D-$ auf negative solche.

II.

Plattenabstand 100 cm.

Potential der Nadel = Null.

A	$D+$	$D-$
51,6 cm	5454,1	
55,1 cm	5311,6	
65,6 cm	4867,5 5051,2	5936,8 6037,3
76 cm	4347,2 4374	5099,6
78,5 cm	4144,8 4176,2	4890,5

III. (Nadel auf Potential der unteren Platte, auf der sie angebracht.)

Plattenabstand 50 cm.

A	$D+$	$D-$
94 mm	1921,3	1608,3
101 mm	1971,5 2006,9	1639,4 1669,35
282 mm	2944	2427,7

IV. (Nadel auf Potential der unteren Platte.)

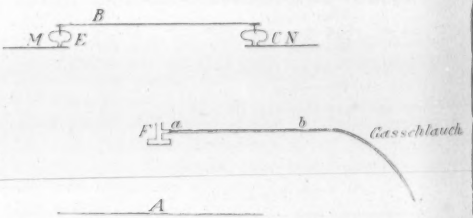
Plattenabstand 100 cm.

A	$D+$	$D-$
101 mm	1073,6 1084,7	920,1
110 mm	1117,6	964,7
282 mm	1748,7	1483,3

A giebt bei III und IV die Höhe der Nadelspitze über der unteren Platte. $D+$ und $D-$ beziehen sich auf deren positive resp. negative Ladung. Die Frage, ob in roher Annäherung die Grösse $D+$ resp. $D-$ massgebend für die Spitzenwirkung erscheint, wird im allgemeinen durch die mitgeteilten Zahlen entschieden verneint. In der Tabelle I ergiebt sich allerdings eine gewisse Tendenz zum Konstantwerden (ausser bei 13 cm), welche bei einer ungefähren Abschätzung dienlich sein könnte, im allgemeinen scheint solches aber unthunlich. Direkt auf der geladenen Platte befindliche Spitzen finden sich deutlich wirksamer als zur Erde abgeleitete. Wünschenswert erscheint eine Kontrolle der vorliegenden Befunde durch Versuche, bei denen die Potentialwerte im ungestörten Felde direkt mittels eines (Wasser-, Flammen- etc.) Kollektors bestimmt werden, und bei denen auch die Homogenität des Feldes zur Untersuchung gelangt. Wie man sieht, bleiben selbst bei einer feinen Nähnadel, die 78,5 cm über die Platte vom Erdpotential hervorragt, und einem Gefälle von ca. 10000 Volt/Meter, noch so erhebliche positive Ladungen von über 5000 Volt auf der anderen Platte bestehen, ein genügendes Entladen von Gewitterelektrizität durch die (meist doch wohl viel stumpferen und häufig noch durch Wettereinflüsse korrodierten) Blitzableiterspitzen, darf daher kaum ohne besonders geführten Nachweis angenommen werden.

Noch auf einen anderen Punkt, den Arrhenius ebenfalls in seinem trefflichen Werke bespricht (l. c., S. 781 u. 783), sei hier kurz eingegangen, nämlich die neutralisierende Wirkung der den Schornsteinen entströmenden Verbrennungsgase. Wenn man sieht, wie die Leitfähigkeit der Flammengase bei deren Abkühlung zwar nicht sofort verschwindet, aber doch schnell abnimmt, so kann man kaum glauben, dass die einem Schornsteine entstammenden Verbrennungsprodukte imstande seien, einer, wie das wohl meist der Fall, über einen Kilometer hoch schwebenden Gewitterwolke viel Elektrizität zu entziehen. Schon die doch zumeist vorhandenen Luftströmungen, welche jene Gase in alle Winde zerstreuen dürften, zumal bei deren bekannten geringen [1]) Beweglichkeit in unserem Falle, genügen, die dabei vorhandenen Ionen und Korpuskeln zu entführen und deren gewitterzerstörende Macht dadurch äusserst einzuschränken. Es schien indessen wünschenswert, einige Versuche anzustellen, bei denen die Flamme selbst sich in einem elektrischen Felde befand, die Verbrennungsgase also in einem solchen (was ja auch beim Schornsteine [2]) in der freien Natur nahezu so sich verhält) entstehen und nicht erst, wenn schon abgekühlt, in ein elektrisches Feld eintreten.

Es wurden hierzu wieder die beiden grossen Platten verwendet und zwar in 80 cm Abstand voneinander. Die untere A verband man



mit Erde (Wasserleitung), die obere B ruhte wieder wie früher auf dem Elektrometer und den zwei Trägern. In der Figur ist E das modifizierte Braunsche Elektrometer, C einer der isolierenden Träger, M und N sind die Ecken der Platten verstellbarer hölzerner Tische, F ist ein kleiner möglichst in der Mittellinie angebrachter Bunsenbrenner. Das Leuchtgas wird ihm durch Schläuche etc. von der Gasleitung aus zugeführt, zuletzt aber durch ein (58,5 cm

1) Speziell der Rauch ist ja der Entladefähigkeit keineswegs günstig.

2) Der Schornstein selbst und die Esse dürften allerdings zumeist ein Potential nahe gleich Null (Erdpotential) besitzen.

langes) Hartgummirohr $a\,b$. Durch ein auf und ab verschiebbares Holzgestell am Ende b gehalten, kann man auf diese Weise den Brenner mit dem Ebonitrohre isoliert, an beliebige Stellen[1]) zwischen den grossen Messingplatten A und B anbringen. Ist eine kleine (blau brennende) Flamme entzündet worden, so nimmt bekanntlich der Brenner schnell das Potential an, das in der Gegend etwas über der Flammenspitze herrscht. Das elektrische Feld über der Flammenspitze wird dann durch das Einführen des Brenners nicht wesentlich gestört. Es zeigte sich nun, dass cet. par. bei höherer Lage des Brenners die Elektrizität der oberen Platte erheblich schneller zerstreut wurde, als wenn etwa der Brenner auf der unteren abgeleiteten Platte B stand. Man verfuhr dabei so, dass man mit schon entzündeter Flamme, um einen stationären Zustand eintreten zu lassen, die obere Platte mittels einer Leydener Flasche eine kurze Zeit lang auf ein Potential über dem dem Ausschlage 69 entsprechenden erhielt, und dann beobachtete, wie lange der Zeiger des Elektrometers brauchte, um von 69^0 auf 60^0 zu sinken. Stand der Brenner auf der unteren Platte, so vergingen z. B. 28 Sekunden im Mittel, um solches zu erreichen, während, wenn der Brenner etwas über der Mitte zwischen beiden Platten A und B sich befand, dazu 9 Sekunden genügten.[2]) Die Platte A war dabei von solcher Grösse, dass sie den ganzen Strom der Verbrennungsgase auffing, auch wenn sich der Brenner in seiner tiefsten Lage befand. Trotzdem ist aber die Flamme in grösserer Nähe der geladenen Platte so viel wirksamer, als in grösserer Entfernung von dieser. Diese Versuche, auch wenn sie noch so unvollkommen erscheinen mögen, dürften doch wohl darthun, dass von einer wirksamen Zerstreuung der Gewitterelektrizität durch Gase etc., die einem Schornsteine entströmen, nicht viel zu hoffen ist. Hier sei noch bemerkt, dass mit der vorliegenden Versuchsanordnung sich sehr leicht die Verminderung der Zerstreuung einer Ladung durch einen quer gegen den Strom der Verbrennungsgase gerichteten Luftstrom demonstrieren lässt.

Verfasser darf schliesslich vielleicht noch auf einige Versuche aufmerksam machen, die er seinerzeit über die Wirkung der Flammengase auf elektrische Entladungen veröffentlicht[3]) hat. Sie zeigen, dass Flammengase die Funkenbildung begünstigen und daher bei Gewittern geradezu bedenklich erscheinen können.

(Eingegangen 22. April 1904.)

1) Von der genügenden Isolation für die kurze Dauer der einzelnen Beobachtungen überzeugte man sich, indem man den Brenner, mit einem geeigneten Elektroskop verbunden, auf etwa 5000—10000 Volt lud.

2) Die Resultate sind (wie vorauszusehen) wesentlich gleich, ob die Ladung von A positiv oder negativ ist.

3) Wied. Ann. **65**, 553—566, 1898.

Darstellung des Verlaufes elektrischer Kraftlinien, und insbesondere ihrer Richtungsänderungen durch Dielektrika.[1])

Von Max Seddig.

Auf Veranlassung des Herrn Prof. Richarz stellte Verfasser Versuche an, deren Aufgabe es war, den Verlauf elektrischer Kraftlinien unter den verschiedenen instruktiven Verhältnissen zu demonstrieren, insbesondere aber das Einbiegen dieser Linien in ein Dielektrikum von höherer Konstante zu zeigen, als diejenige des umgebenden Mediums ist. Betreffs der von Faraday u. a. angestellten Versuche vgl. die Inauguraldissertation, S. 9—15.

Unter den in Frage kommenden Methoden erwies sich diejenige der Linienerzeugung innerhalb einer Suspension als die geeignetste, da bei ihr die zu richtenden Teilchen am leichtesten beweglich sind. Prinzipiell ist diese Methode folgende: in eine mit der betreffenden Suspension (bestehend aus einer nichtleitenden Flüssigkeit, in welcher feine, nichtleitende Partikelchen aufgeschwemmt sind) gefüllte, gut isolierende Schale tauchen, den Boden berührend, zwei Elektroden ein, die mit den Polen einer Influenzmaschine in Verbindung stehen. Durch langsames, gleichmässiges Drehen der Influenzmaschine wird zwischen den Elektroden ein elektrostatisches Feld erregt, in welchem dann die suspendierten Partikelchen sich in die Richtung der elektrischen Kraftlinien einstellen und, so gerichtet, sedimentieren unter Bildung von Linienwülsten, deren Entstehung analog jener der „magnetischen Kraftlinien" ist.

Als flüssiges Dielektrikum bewährte sich am besten Terpentinöl und von diesem auch nur das absolut farblose, doppelt rektifizierte der Apotheken.

Unter der grossen Zahl der zur Suspension versuchten Pulver eignete sich in vorzüglicher Weise Glycin, und zwar ganz besonders das Fabrikat der Akt.-Ges. für Anilinfabrikation (erhältlich in den photographischen Handlungen); für den Gebrauch ist es, wegen seiner ungleichen Korngrösse, durch Musselin zu beuteln.

Die Herstellung einer Suspension, die am besten in einem Becherglase, keinesfalls aber in der für den Versuch bestimmten Schale vorzunehmen ist, geschieht unter gründlichem Umrühren mit einem Glasstabe (in der für den Versuch bestimmten Schale würden sich die vom Glasstabe berührten Stellen des Bodens nach-

1) Autorreferat der Marburger Dissertation, 1903.

her bei der Kraftlinienerzeugung als Strichmarken störend bemerkbar machen). Zum Suspendieren sind nur geringe Mengen des betr. Pulvers erforderlich, ca. 0,5 g pro 100 cm^3 Terpentinöl; nach kurzer Übung lassen sich solche Suspensionen auch leicht ohne Abwägen, „nach Gefühl" herstellen, besonders da ein Zuviel oder Zuwenig leicht an der zu grossen oder geringen Bilddichte erkennbar ist; die fertige Suspension hat beim Umrühren leicht „wolkig" auszusehen; sie wird nach einem letzten, kräftigen Aufrühren in einem Zuge in die für den Versuch bestimmte Schale gegossen.

Die Höhe der Suspensionen in den Schalen beträgt am besten etwa 1 cm, ist jedoch sehr abhängig von den Dimensionen der Schalen, der Elektrodendistanz und vor allem von der Dielektrizitätskonstante und der Leitfähigkeit des Gefässbodens, wie ja leicht erklärlich. — Allgemein gilt nur: je niedriger die Flüssigkeitsschicht und je grösser die Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit des Schalenbodens, um so mehr Kraftlinien werden dann in diesen einbiegen und ihre richtende Kraft nicht auf die suspendierten Teilchen ausüben können.

Also Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante müssen bei der Schalenmasse möglichst gering sein. Dies trifft aber nur selten und zufällig bei den im Handel erhältlichen zu, von denen nur die „Krystallisierschalen" leidlich brauchbar sind, während die käuflichen Celluloid- und Hartgummischalen meist störende Inhomogenitäten bezüglich der Dielektrizitätskonstante haben. Recht gut brauchbare Schalen erhält man jedoch durch Aufkitten eines Glasringes von etwa 3 cm Höhe und 13—14 cm Durchmesser (Krystallisierschale mit abgesprengtem Boden) auf eine Hartgummiplatte von 2—3 mm Dicke, wobei als Kittsubstanz eine möglichst dickflüssige, alkoholische Schellacklösung zu benutzen ist, da Schellack im Gegensatz zu Siegellack usw. von Terpentinöl kaum angegriffen wird.

Als Elektroden können für die einfachsten Fälle, wo es sich nur um die Demonstration des Linienverlaufs zwischen zwei elektrisch geladenen Punkten handelt, ca. 2 mm starke Drähte (Kupfer oder verzinnter Eisendraht) dienen; vorteilhaft ist es jedoch an die Enden noch kleine Messingkugeln von etwa 1 cm Durchmesser anzulöten. Für Darstellung des Linienverlaufs zwischen Kondensatorplatten bestehen die Elektroden aus Messingbandstreifen von 5—7 cm Länge und 2—3 cm Breite, bei denen der Zuleitungsdraht auf die Mitte einer Längsseite gelötet ist und die hochkant in die Suspension einzustellen sind.

Zum Festhalten der Elektroden in jeder gewünschten Stellung dienen bequem Halter, wie sie aus Fig. 1 ersichtlich sind; das Glasrohr G ist in den Holzklotz H (Länge ca. 11 cm) eingelassen und trägt am oberen Ende eine eingekittete Polklemme K, die den Zuleitungsdraht fasst.

Zur Erzeugung des Feldes genügt eine kleine Influenzmaschine (Wimshurst mit 20 bis 30 cm Scheibendurchmesser[1]), welche, zur Vermeidung störender Konvektionsströmungen, nur äusserst langsam und gleichmässig zu drehen ist. Da dies einige Schwierigkeiten hat, empfiehlt es sich jedoch, die erforderliche Spannung von einer Leydener Flaschenbatterie (mit etwa 15000—20000 cm^2 Innenbelegung), die in dauernder Verbindung mit der Influenzmaschine bleibt, zuzuführen. Eine einmalige Ladung auf 10—15000 Volt (entspr. einem Entladungsfunken von ca. $^1/_4$—$^1/_2$ cm) genügt dann meist zur vollständigen Herstellung eines Linienbildes.

Die Linienbildung ist zu Ende, sobald das Terpentinöl wieder klar geworden ist, wenn also sämtliche Teilchen sedimentiert sind.

Für die Herstellung eines elektrischen Kraftlinienbildes möge folgendes Schema gelten:

1. Erschütterungsfreies, isoliertes Aufstellen der Schale (die Nähe von Leitern, die sich durch Influenz laden und dadurch störend wirken würden, vermeiden); Schalen und Elektroden mittels Fliesspapiers, das mit Terpentinöl getränkt ist, abreiben.
2. Verbindungen laut Fig. 1 herstellen; Schutz gegen Ausstrahlungen durch Wachskügelchen W.

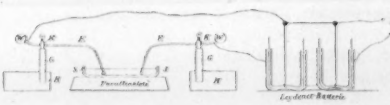


Fig. 1.

3. Herstellung der Suspension (siehe oben).
4. Laden der Batterie (eher etwas zu schwach, als zu stark!).
5. Nach kräftigem Aufrühren der Suspension Eingiessen in die Schale bis auf ca. 1 cm Höhe; entstandene Schaumblasen durch kurzes Blasen über die Oberfläche entfernen.
6. Falls das Richten der Partikelchen, die „Linienbildung", nicht deutlich genug einsetzt, die Batterie stärker laden. „Lücken" im Linienbilde sind meist die Folge zu hoher Spannungen.

1) Bei dieser Gelegenheit möge auf die wenig bekannte Priorität hingewiesen werden, die W. Holtz auch in der Konstruktion von Influenzmaschinen mit zwei entgegengesetzt rotierenden Scheiben hat; vgl. hierzu:
Pogg. Ann. **138**, 173, 1869; **150**, 1, 1875. Centralblatt f. Elektrotechnik **1883**, 683.

Von den hier wiedergegebenen Kraftlinienfeldern zeigt:

Fig. 2. Kraftlinienverlauf zwischen zwei entgegengesetzt geladenen Punkten.

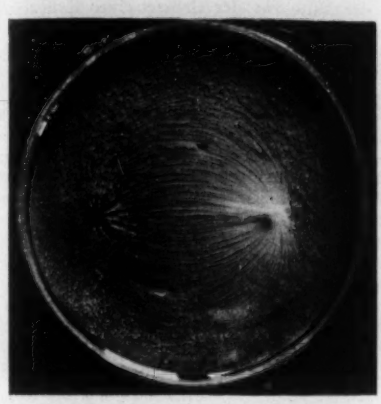


Fig. 2.

Fig. 3. Kondensatorplatten mit zwischengesetztem Metallring; Influenzierte Pole, Schirmwirkung.

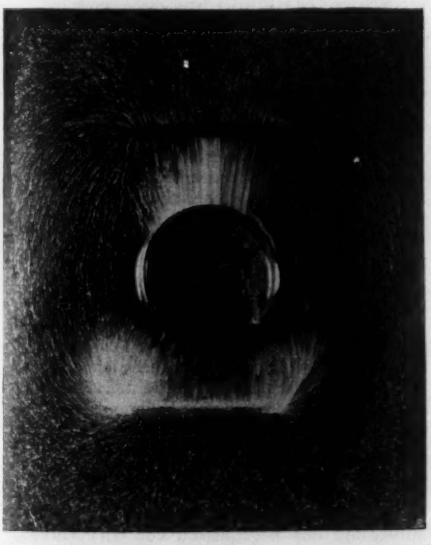


Fig. 3.

Fig. 4. Kondensator mit zwischengebrachtem Hartgummiring; nur geringe Richtungsänderung; Kraftlinien auch im Ringinneren.

Fig. 4.

Fig. 5. Einbiegen der Kraftlinien in ein Dielektrikum von höherer Dielektrizitätskonstante (Methylalkohol in einer Glaskugel;

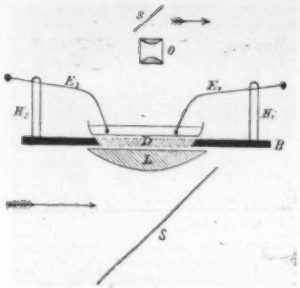
Fig. 5.

beide von geringerer Leitfähigkeit als die benutzte Suspension; Glaskugel zwischen zwei geladenen Kondensatorplatten).

Projektion elektrischer Kraftlinienfelder.

Die Projektion erfolgt im durchfallenden Lichte, da wegen der hierbei zu verwendenden kleinen Dimensionen der Schalen, diese aus Glas bestehen können; als Schalen eignen sich am besten Krystallisierschalen mit plangeschliffenem Boden, sonst Glasträge, die aus planen Glasplatten mittels Schellack gekittet wurden (Boden ca. 13 : 18 cm, Rand ca. 3 cm [1]).

1) Schalen, Elektroden, Elektrodenhalter, gebeuteltes Glycin etc. können vom Mechaniker am hiesigen Physikalischen Institut, F. Böhler, bezogen werden.



L = Kondensator.
O = Projektionsobjektiv.
S u. *S* = Spiegel.

Fig. 6.

Anordnung nach Fig. 6, in welcher *B B'* eine quadratische Hartgummiplatte (30 cm Seitenlänge, 1 cm Dicke) mit kreisrunder Öffnung *D* (13 cm Durchmesser) andeutet; nahe den 4 Ecken der Hartgummiplatte sind 4 Hartgummisäulen eingeschraubt, die am oberen Ende zum Einklemmen der Elektrodendrähte geschlitzt sind.

Betreffs Elektroden, Suspension, Elektrizitätsquelle usw. gilt das zuvor Gesagte; nur sind die Suspensionen bedeutend schwächer herzustellen und in $^1/_2$ bis höchstens 1 cm hoher Schicht in die Schale zu geben. Im übrigen ist jedoch nach dem vorhin aufgestellten Schema zu verfahren.

Darstellung fixierbarer elektrischer Kraftlinienbilder.

In geschmolzenem Paraffin, in welchem feines Holzkohlenpulver suspendiert ist, wird das betreffende elektrostatische Feld erregt (zwischen ebensolchen Elektroden wie bei den zuvor beschriebenen Suspensionen in Terpentinöl), wobei die Holzkohleteilchen sich als Leiter influenzelektrisch laden, in Kraftlinien anordnen und sedimentieren, welche Lage sie dann auch beim Erstarren des Paraffins beibehalten und auf diese Weise ein fixiertes Kraftlinienbild geben. — Zur Herstellung der Suspension wird feinstes Holzkohlepulver (in den Apotheken erhältlich) durch Musselin gebeutelt und 0,5—0,75 g in je 100 cm^3 geschmolzenem Paraffin aufgeschwemmt.

Die Herstellung eines Linienbildes erfolgt am besten auf einer gut horizontal gestellten, vorgewärmten Glasplatte (sog. „Bilderglas" von etwa 20:20 cm Grösse), die an den Ecken auf isolierenden Unterlagen ruht; auf deren Mitte wird dann eine geringe Menge der Suspension gegossen, die etwas erwärmten Elektroden aufgesetzt und die Batterie geladen. Nach dem Erstarren des Paraffins lassen sich die Elektroden durch vorsichtiges Erwärmen mittels eines Lötkolbens leicht entfernen.

Um seitliches Abfliessen der Suspension zu verhindern, genügt es, die Glasplatte nur in der Mitte, in der Grösse einer Kreisfläche von ca. 13 cm Durchmesser vorsichtig auf 70—80° zu erwärmen; die auf die Mitte aufgegossene und nicht zu hoch erhitzte Suspensionsmenge fliesst dann rasch auf der vorgewärmten Fläche bis zu den kälteren Teilen der Platte, erstarrt dort und bildet auf diese Weise einen Rand, der das Abfliessen verhindert. Das Vorwärmen geschieht bequem auf einem Papptubus von 40—50 cm Länge und ca. 13 cm Durchmesser, der, am unteren Ende mit einigen Luftlöchern versehen, über eine Kerze gestülpt und oben mit der zu erwärmenden Platte bedeckt ist.

Diese Kraftlinienbilder sind sehr leicht herstellbar; sie lassen sich wie Diapositive projizieren und direkt photographisch kopieren.

Marburg i. H., Physikalisches Institut d. Univ.

(Eingegangen 9. Mai 1904.)

Mitteilungen aus dem physikalischen Institute der Universität Bologna. (Direktor: A. Righi.)

No. 8: Arciero Bernini, Über den Einfluss der Temperatur auf die elektrische Leitfähigkeit des Kaliums.[1])

1. In einer kürzlich erschienenen Arbeit über den Einfluss der Temperatur auf die elektrische Leitfähigkeit des Natriums[2]) wies ich auf analoge Untersuchungen über das Kalium hin, mit denen ich damals gerade beschäftigt war; über die Resultate dieser Untersuchungen will ich nunmehr hier in Kürze berichten.

Nach Matthiessen[3]) soll die Abnahme der elektrischen Leitfähigkeit dieses Metalls, welche im festen sowohl wie im flüssigen Aggregatzustande der Temperaturzunahme proportional ist, nicht wie beim Natrium bei der Änderung des Aggregatzustandes einen plötzlichen Sprung erleiden, sondern sich zwischen den Temperaturen 46,8° und 56,8° C. allmählich verändern. Dieses abweichende Verhalten erklärte Matthiessen durch folgende Annahme: Während das Natrium seinen Aggregatzustand bei der Erwärmung plötzlich änderte, sollte dagegen das Kalium erst weich werden und dann nach und nach in den flüssigen Zustand übergehen.

Indessen stand dies schon damals im Widerspruch mit den Ergebnissen von Gay Lussac

1) Nuovo Cimento (5) **6**, 1903.
2) Nuovo Cimento (5) **6**, 1903. — Diese Zeitschrift **5**, 241, 1904.
3) Pogg. Ann. **100**, 1857. — Ann. de Ch. et de Ph. **34**, 1858. — Phil. Mag. (4), **13**.

und Thenard über die Schmelztemperatur dieses Metalls, und es erscheint heute noch unwahrscheinlicher, seit die Versuche von Bunsen und von Vicentini und Omodei den Beweis erbracht haben, dass das Kalium einen scharf definierten Schmelzpunkt besitzt, und zwar ziemlich weit ausserhalb des Temperaturintervalles, in welchen ihn Matthiessen verlegte. Diese Schmelztemperatur ist nach Wislicenus und Bunsen 62,5°, nach Vicentini und Omodei 62,1° C. Es ist ferner bekannt, dass die Dichte des in Rede stehenden Metalls beim Schmelzen abnimmt. Es musste also wahrscheinlich erscheinen, dass seine Leitfähigkeit bei etwa 62° — und nicht etwa in einem mehr oder minder grossen Temperaturintervall — eine plötzliche Verminderung erleidet; diese Voraussetzung ist durch die Ergebnisse meiner Versuche bestätigt worden.

2. Das Kalium, welches ich untersuchte, war mir in reinem Zustande von der Firma Merck in Darmstadt geliefert worden.

Ich verfuhr in gleicher Weise wie bei Natrium, und es gelang mir so, damit eine erste Röhre zu füllen, deren Widerstand, wenn sie Quecksilber bei 0° enthielt, 0,880393 Ohm betrug. Während das Metall noch geschmolzen war, zog ich rasch die Röhre aus dem Bade, und während ihrer Abkühlung verfuhr ich nach der in der früheren Arbeit beschriebenen Methode zur Beseitigung der Hohlräume, die sich, wie ich voraussah, längs der Metallsäule bilden mussten. Ich fand alsdann selbst mit einer Lupe keine merklichen Hohlräume und unterwarf daher die Röhre einer ersten Versuchsreihe, aus welcher ich die Resultate der Tabelle I erhielt. In Tabelle II führe ich die Resultate der letzten Versuchsreihe an, die ich mit dieser Röhre angestellt habe, nachdem ich mehrere Male das Verfahren zur Beseitigung der Hohlräume wiederholt hatte; diese Resultate stimmen hinreichend mit denen der ersten Tabelle überein. Unter t verzeichne ich die Temperaturen, unter r die Widerstände in Ohm und unter ϱ die Werte des spezifischen Widerstandes.[1])

Tabelle I.

t	r	ϱ
21	0,0690438	0,078424
31,3	0,0723872	0,0822235
50,2	0,0782964	0,088933
58	0,0818692	0,092991
60	0,0826377	0,093864
61,9	Schmelzpunkt	Schmelzpunkt
64,2	0,1182078	0,134266
81,2	0,126417	0,143580
120	0,1440769	0,163675

1) In der citierten Arbeit über das Natrium habe ich bei meinen Versuchen die Werte von ϱ in der Weise berechnet, dass ich die Werte des Widerstandes der mit Natrium gefüllten Röhren bei den verschiedenen Temperaturen bezogen habe auf den Widerstand der mit Quecksilber gefüllten Röhre bei derselben Temperatur und nicht bei 0°. Diese Bedeutung von ϱ, die auch Vicentini und Omodei anwandten, hat, wenn sie einmal festgelegt ist, weiter keinen Einfluss. Nur kann man in meinem Fall meine Werte aus der Tabelle VI nicht mit denen aus der Tabelle VII von Matthiessen vergleichen, wo ich die Werte von ϱ, bezogen auf Quecksilber bei 0° berechnet habe. Für diesen Vergleich müssen die Werte für ϱ und c bei 120° in dem Verhältnis geändert werden, dass man $\varrho = 0{,}104045$ und $c = 9{,}61$ setzt.

Tabelle II.

t	r	ϱ
0	0,0614716	0,069696
20,5	0,0688691	0,078225
33	0,0733466	0,083424
43,1	0,0771922	0,087681
55,3	0,0811212	0,092140
62	Schmelzpunkt	Schmelzpunkt
62,5	0,117662	0,133647
67,8	0,121465	0,142516
95,2	0,1328469	0,150089
105	0,138282	0,155712
122	0,146318	0,166193
130,2	0,150423	0,171995

3. Um zu sehen, ob die Abwesenheit von Hohlräumen, die sich von Anfang an zeigte, auf der Wirkung des Verfahrens zu ihrer Beseitigung beruhte oder vielmehr auf einer Eigentümlichkeit dieses Metalls, füllte ich mit demselben eine zweite Röhre und liess dieselbe durch Regulieren der Flamme sich langsam abkühlen. Ich beobachtete dann am Galvanometer die Abnahme des Widerstandes mit abnehmender Temperatur und bemerkte eine plötzliche Zunahme bei der Änderung des Aggregatzustandes, und zwar infolge eines Hohlraumes, der sich mitten in der Metallsäule bildete und dann eine vollständige Unterbrechung bewirkte.

Es gelang mir auf keine Weise, die eben genannte Unterbrechung und den in Zusammenhang damit stehenden dauernden Hohlraum zu beseitigen, welcher trotz seiner Kleinheit einen grossen Einfluss auf den Widerstand hatte, und so benutzte ich denn diese zweite Röhre zur möglichst genauen Bestimmung der Temperatur, bei welcher die plötzliche Änderung des Widerstandes infolge der Änderung des Aggregatzustandes eintrat. Zu diesem Zwecke schloss ich, wie stets, wenn die Temperatur ganz nahe an diesen Umwandlungspunkt herangekommen ist, den Stromkreis der Säule, drückte den Schlüssel des Galvanometerkreises nieder und beobachtete durch das Fernrohr die langsame Wanderung der Skala, welche von der langsamen Temperaturänderung herrührte, während ich gleichzeitig die Rührer in Bewegung hielt. Wenn dann in einem gegebenen Augenblick infolge der schnellen Widerstandsänderung die

Skala plötzlich aus dem Gesichtsfeld des Fernrohrs verschwand, so las ich sofort durch die Glaswände des Erwärmungsapparates die Temperatur des in das Bad eintauchenden Thermometers ab.

Es ist zu beachten, dass die Wandung der Thermometerkugel dünner war als die meiner Röhre und der anderen derartigen Röhren, und dass daher die Thermometertemperatur der Temperatur des Metalls nicht ganz genau entsprochen haben wird, trotz der sehr langsamen Temperaturänderung des Bades; man sieht indessen ein, dass man einen gewissen Grad von Genauigkeit erreichen muss, wenn man diese Bestimmung mehrmals, sowohl beim Übergang vom flüssigen zum festen als auch vom festen zum flüssigen Aggregatzustand, wiederholt und schliesslich das Mittel aus allen Beobachtungen nimmt.

In der folgenden Tabelle III stelle ich die mit dieser und den beiden andern Röhren erhaltenen Ergebnisse zusammen:

Tabelle III.

Erste Röhre		Zweite Röhre		Dritte Röhre	
Schmelzpunkt	Erstarrungspunkt	Schmelzpunkt	Erstarrungspunkt	Schmelzpunkt	Erstarrungspunkt
61,9	61,8	62,2	61,9	61,8	61,8
62	61,9	61,95	61,8	61,85	62
62,1		62,2	62	62,1	61,95
62		62	62,2	62,2	
		62,3	61,9		
			62		
			61,9		

Das Mittel aus diesen Werten (62,04) kann uns also mit grosser Annäherung die Temperatur geben, bei welcher die plötzliche Widerstandsänderung und somit die Änderung des Aggregatzustandes eintritt. Ich bemerke jedoch, dass beim Kalium diese von der Zustandsänderung herrührende Widerstandsänderung etwas weniger plötzlich eintritt als beim Natrium.

4. In der dritten Röhre, die ich mit Kalium füllen konnte, und die mit Quecksilber bei 0° einen Widerstand von 0,67956 Ohm hatte, zeigten sich ganz kleine Hohlräume, trotzdem ich von Beginn der Abkühlung an ihre Bildung zu verhindern gesucht hatte. Ich wiederholte jedoch das bekannte Verfahren und bemerkte eine allmähliche Abnahme ihres Einflusses. Die folgenden Tabellen IV und V enthalten die Resultate der ersten und der letzten der mit dieser Röhre angestellten Versuchsreihen, und aus ihnen ersieht man die durch dies Verfahren erreichte Wirkung.

Tabelle IV.

t	r	ϱ
0	0,0523987	0,077150
16,9	0,0572506	0,084246
23,2	0,0590831	0,086943
46,1	0,0649293	0,095547
58,7	0,069231	0,118762
61,8	Schmelzpunkt	Schmelzpunkt
65,1	0,093317	0,137317
69	0,0944088	0,138926
90	0,1060472	0,156052
109	0,1132489	0,166647
128,5	0,1200463	0,176652

Tabelle V.

t	r	ϱ
0	0,04858	0,071488
19,7	0,0541349	0,077660
22,9	0,0562871	0,082597
35	0,0586482	0,086303
42	0,0608941	0,089608
56,3	0,0649854	0,0956302
61,1	0,066411	0,097730
62,2	Schmelzpunkt	Schmelzpunkt
62,8	0,0933177	0,137534
65,1	0,0942192	0,138647
83,2	0,102246	0,151419
115	0,113838	0,167547
130	0.119246	0,175475

Vergleicht man noch die Tabelle V mit der folgenden Tabelle VI, welche die Resultate der vorletzten Versuchsreihe enthält, so wird auch die Genauigkeit der Bestimmungen bei steigender wie bei sinkender Temperatur ersichtlich, eine Genauigkeit, welche auch durch die Übereinstimmung zwischen den Werten für den spezifischen Widerstand in den beiden Röhren bestätigt wird.

Tabelle VI.

t	r	ϱ
106	0,110438	0,162528
90,2	0,104481	0,153748
64,1	0,0939642	0,138272
61,95	Erstarrungspunkt	Erstarrungspunkt
55,9	0,0649854	0,095644
40	0,0597691	0,087958
18,5	0,053543	0,0787906
0	0,048482	0,071874

5. Aus den angegebenen Tabellen, besonders aus der Tabelle V, erhellt endlich, wie auch in der Nachbarschaft der Schmelztemperatur τ die Änderung des Widerstandes mit der Temperatur denselben Gang zeigt wie für die von τ entfernten Temperaturen; nimmt man nämlich zu Abszissen die Temperaturen und zu Ordinaten die Widerstände, so erhält man in dem von mir untersuchten Bereich für den Verlauf vor und nach der Schmelztemperatur zwei Geraden; diese sind untereinander durch eine Parallele zur Abszissenachse verbunden, die längs derjenigen Abszisse verläuft, welche der von mir zu 62,04° C. bestimmten Schmelz-

temperatur entspricht, bei der eine plötzliche Widerstandsänderung eintritt. Dieses Verhalten ist genau dasjenige, welches ich erwartet hatte.

Ich berechnete für jede Röhre den spezifischen Widerstand bei 0° und bei 130°, ferner die Temperaturkoeffizienten und das Verhältnis $\frac{r_t}{r_\tau}$ zwischen den Widerständen bei der Temperatur τ im flüssigen und im festen Zustande, bildete die Mittelwerte aus dem hinreichend übereinstimmenden Resultate und erhielt so die in der folgenden Tabelle VII aufgeführten Werte. Hier bezeichne ich mit t die Temperaturen, mit ϱ die spezifischen Widerstände, mit c die Leitfähigkeit und mit β die Temperaturkoeffizienten.

Tabelle VII.

t	ϱ	t	c	t	β	r_t/r_τ
0	0,070146	0	14,155	0—61	0,005810	1,392
130	0,175500	130	5,698	62,5—130	0,004184	

6. Dreissig Jahre vor Matthiessen hatte Becquerel[1]) gefunden, dass die Leitfähigkeit des Kaliums bei 0° zu der des Silbers im Verhältnis 1,7 : 100 stand; d. h. nimmt man für die Leitfähigkeit des Silbers, bezogen auf die des Quecksilbers als Einheit, den Wert 56,252 an, so wäre die Leitfähigkeit des Kaliums

$$\frac{56{,}252}{100} \cdot 1{,}7 = 0{,}956 \text{ mal so gross}$$

wie die des Quecksilbers bei 0°.

Indessen erkannte Becquerel den Fehler dieses Resultates, der nach Matthiessens Versuchen in erster Linie auf Verunreinigungen des Metalls zurückzuführen ist. Matthiessens Resultate stimmen bezüglich der Leitfähigkeit mit denen von Lamy[2]) überein; ich habe sie in der Weise umgerechnet, dass ein Vergleich mit den meinigen ermöglicht wird, und gebe sie in der folgenden Tabelle VIII an:

Tabelle VIII.

t	ϱ	t	c	t	β
0	0,089047	0	11,23	0—46,8	0,004067
100	0,177426	100	5,586	46,8—56,8	0,006046
				56,8—100	0,002542

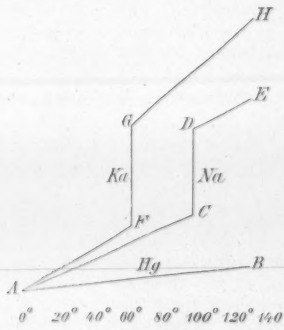
Die Vergleichung ergiebt eine grosse Diskrepanz. Sucht man nach den Ursachen derselben, so bemerkt man, dass der Verlauf, wie ihn Matthiessen für Kalium bei der Änderung des Aggregatzustandes fand, demjenigen analog ist, den man später für die Legierungen gefunden hat, und ferner, dass der Temperaturkoeffizient der Legierungen im allgemeinen kleiner und ihr Schmelzpunkt niedriger ist als die der einzelnen Komponenten. Man muss also annehmen, dass Matthiessen mit einer Legierung und nicht mit reinem Metall experimentiert hat.

In analoger Weise, wie ich es für Quecksilber und Natrium gethan habe, stelle ich nunmehr die Tabelle IX auf für die Werte des Widerstandes von Kalium von 10 zu 10 Graden, bezogen auf den Widerstand bei 0° als Einheit.

Tabelle IX.

t	r
0°	1,000000
10°	1,05810
20°	1,11620
30°	1,17430
40°	1,23240
50°	1,30050
60°	1,34860
τ_s	1,360452
τ_l	1,894535
70°	1,973835
80°	2,113936
90°	2,194108
100°	2,27408
110°	2,364152
120°	2,434234
130°	2,514196

Aus diesen Werten und denen der Tabelle IX meiner vorigen Arbeit konstruiere ich die in der folgenden Figur wiedergegebenen Linien,



AB, ACDE, AFGH; dabei nehme ich zu Abszissen die Temperaturen und zu Ordinaten die Werte des Widerstandes. Diese Kurven stellen innerhalb des von mir untersuchten Temperaturbereiches den Verlauf der Erscheinung für jedes Metall dar.

Aus den vorstehenden Ausführungen lassen sich folgende Schlüsse ziehen:

1. Das Kalium gehört zu den besten Leitern für Elektrizität.

2. Seine Leitfähigkeit nimmt in dem von mir untersuchten Temperaturbereich proportional mit dem Wachsen der Temperatur ab.

1) Ann. de Ch. et de Ph. **32**, 420, 1826.
2) C. R. **32**, 1856.

3. Wie aus dem Verlauf der Kurve ersichtlich ist, ist der Temperaturkoeffizent im flüssigen Zustande grösser als im festen.

Indessen geben die in den Tabellen verzeichneten Werte für den Koeffizienten den Unterschied im umgekehrten Sinne wieder, weil ich jenseits der Temperatur τ die Werte des Widerstandes nicht auf den Widerstand bei 0^0, sondern auf den Widerstand r_l' bezogen habe.

4. Die Widerstandsänderung beim Wechsel des Aggregatzustandes ($62{,}04^0$ C.) tritt mit einem plötzlichen Sprunge ein, doch etwas weniger plötzlich als beim Natrium, und im Verhältnis von 1 : 1,392.

Ich danke Herrn Prof. Righi herzlich dafür, dass er mir die Ausführung dieser Arbeit in seinem Laboratorium freundlichst ermöglicht hat.

Physikalisches Laboratorium der Universität Bologna, November 1903.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 25. März 1904.)

Über ein neues magnetometrisches Verfahren zur Messung magnetischer Momente.

Von H. Th. Simon und E. Madelung.

1. Ein Stabmagnet vom magnetischen Momente M erzeugt in einem auf seiner Fortsetzung in der Entfernung u von seiner Mitte gelegenen Punkte die Feldstärke

$$H = \frac{2M}{u^3}\left\{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{u}\right)^2\right\} \quad \ldots \quad 1)$$

Andererseits erzeugt ein Kreisstrom vom Radius R (Fig. 1) in einem auf der Kreisachse im Abstande a gelegenen Punkte P eine Feldstärke

$$H = \frac{2\pi R^2 i}{\sqrt{(R^2 + a^2)^3}} = \frac{2\pi R^2 i}{v^3} \quad \ldots \quad 2)$$

wenn mit v die Verbindungslinie des betrachteten Punktes mit dem Kreisstrome bezeichnet wird. Hieraus ergiebt sich folgender Satz:

Ein kurzer Stabmagnet vom Momente M (Fig. 2) lässt sich in seiner magnetischen Wirkung auf einen im Abstande u gelegenen Punkt P seiner Längsfortsetzung ersetzen durch einen Kreisstrom mit dem Radius R, dessen Kreisachse in die Längsachse des Magneten fällt, dessen Abstand a vom Punkte P durch die Gleichung $u^2 - R^2 = a^2$, dessen Stromstärke durch die Gleichung

$$\pi R^2 i = M\left\{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{u}\right)^2\right\}$$

definiert ist; und umgekehrt.

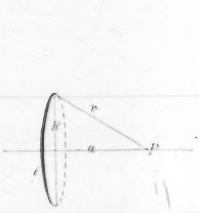


Fig. 1.

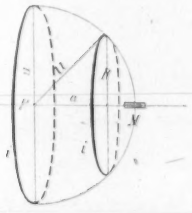


Fig. 2.

Wählt man den speziellen Fall, dass $u^2 = R^2$, so erhält die Kreisebene gerade den Abstand R vom Magneten und der Satz lautet: Ein kurzer Stabmagnet vom Momente M lässt sich in seiner magnetischen Wirkung auf einen im Abstande u gelegenen Punkt P seiner Fortsetzung ersetzen durch einen Kreisstrom mit dem Radius u, dessen Ebene im Abstande u vom Magneten auf der Magnetachse senkrecht steht, dessen Stromstärke durch

$$\pi u^2 i = M\left\{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{u}\right)^2\right\}$$

definiert ist, und umgekehrt.

2. Dieser Satz, auf den, soviel wir sehen, noch nicht aufmerksam gemacht ist, scheint uns mancher einfachen Anwendung in der Theorie der elektromagnetischen Messmethoden fähig zu sein. Geht man z. B. von dem Ablenkungsversuche der Gaussschen Horizontalkomponentenbestimmung aus, so liefert unser Satz sofort die Gleichung der Tangentenbussole und lässt die prinzipielle Übereinstimmung beider Methoden in sehr übersichtlicher Weise erkennen. Man hat bei dem Ablenkungsversuche mit dem Magneten (Moment M) aus der Entfernung R in der ersten Hauptlage auf eine Nadel im Felde H des Erdmagnetismus die Beziehung

$$\frac{M}{H} = \frac{R^3}{2} tg\,\varphi,$$

wenn φ der Winkel der Nadelablenkung ist. Ersetzt man den Magneten M durch den Kreisstrom in der Ebene der Bussole vom Radius R und n-Windungen mit dem Strome i, so besteht dieselbe Ablenkungsgleichung, wenn man nach unserem Satze $M = \pi R^2 \cdot i \cdot n$ setzt, woraus

$$i = \frac{HR}{2\pi n} tg\,\varphi,$$

die Gleichung der Tangentenbussole folgt.

Das didaktische Bedürfnis, in einer Vorlesung über elektrische Messmethoden diesen Zusammenhang zwischen Magnetometer und Tangentenbussole exakt zum Ausdruck zu bringen, war es gerade, welches zuerst auf den erwähnten Satz geführt hat.

3. Der weitere Verfolg unseres Satzes führte zu einer sehr eleganten magnetometrischen Methode der absoluten Messung magnetischer

Momente mit Hilfe des Ampèremeters, die z. B. die magnetischen Eigenschaften magnetischer Materialien mit einer Einfachheit, Schnelligkeit und Zuverlässigkeit ergiebt, wie sonst kaum einer der vorhandenen Untersuchungsapparate. Das Prinzip ist folgendes: In die Nadelebene eines in erster Hauptlage benutzten Magnetometers legt man einen Stromkreis vom Radius R (Kompensationskreis). Der zu messende Magnet vom Momente M wird in erster Hauptlage im Abstande R von der Nadel aufgestellt und der Ausschlag des Magnetometers durch einen in den Kompensationskreis geschickten Strom i_c kompensiert, dessen Stärke an einem eingeschalteten Ampèremeter abgelesen wird. Dann ist nach unserem Satze

$$M\left\{1+\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{R}\right)^2\right\}=\pi R^2 i_c.$$

Die Magnetisierung wird

$$\mathfrak{J}=\frac{M}{V}=\frac{\pi R^2 i_c}{V\left\{1+\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{R}\right)^2\right\}},$$

wenn V das Volumen des Magneten bedeutet.

Will man so magnetische Materialien untersuchen, so werden sie in der Weise der magnetometrischen Methode zu Ellipsoiden abgedreht und im Abstande R innerhalb einer Magnetisierungsspule aufgestellt. Das von der Magnetisierungsspule allein herrührende Drehmoment wird, wie üblich, durch eine symmetrisch auf der anderen Seite des Magnetometers aufgestellte Gegenspule kompensiert. Das Moment des Ellipsoides ergiebt dann der Strom i_c' des Kompensationskreises, die zugehörige Feldstärke der Strom der Magnetisierungsspule i_m. Praktisch wird man stets mit Ellipsoiden von gleichem Volumen arbeiten und dann die Dimensionen so bemessen, dass $\frac{\pi R^2}{V\left\{1+\frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{R}\right)^2\right\}}$ eine Zehnerpotenz wird, etwa 1000. Ebenso wird die Magnetisierungsspule so dimensioniert, dass sich aus ihrem Strome direkt die zugehörige Feldstärke durch Multiplikation mit einer Zehnerpotenz ergiebt, wie das z. B. auch bei dem Köpselschen Apparate der Fall ist.

Jede Messung einer Magnetisierung beschränkt sich demnach auf die Einregulierung des Kompensationsstromes, bis das Magnetometer wieder auf 0 steht, und die Ablesung zweier Ampèremeter. Da man alle Materialien in derselben Ellipsoidform untersucht, ist auch die entmagnetisierende Kraft stets mit derselben Scherungslinie zu berücksichtigen, die man ein für allemal auf dem für die Diagramme benutzten Koordinatenpapier einzeichnet.

Für Justierung und etwaige Korrektionen gelten die bekannten Vorschriften des Magnetometers und der Tangentenbussole.

4. Ein Übelstand, der sich bei dieser Beobachtungsmethode ebenso wie bei der gewöhnlichen Ablenkungsbeobachtung geltend macht, ist folgender: Nimmt man einen Magnetisierungscyklus einer Probe auf, so hat man während der Beobachtungsreihe kein Mittel, die Nulllage der Nadel zu kontrollieren. Ändert sie sich durch irgendeine Ursache, verschiebt sich z. B. das Fernrohr, so ist der ganze Satz der Beobachtungen unbrauchbar. Wir ersetzten darum die Nadel des Magnetometers mit bestem Erfolge durch eine unifilar aufgehängte kleine Stromspule. Unterbricht man ihren Strom, so hat man in jedem Momente eine Kontrolle, ob die Aufstellung stabil geblieben ist. Die erreichte Kompensation erkennt man jetzt am besten daran, dass die Einstellung sich beim Schliessen und Öffnen des Spulenstromes nicht mehr ändert.

5. Der von uns zur Ausarbeitung der Methode benutzte provisorische Apparat hatte folgende Dimensionen: Die Magnetometerspule von 1 cm Durchmesser, 0,5 cm Höhe, mit seideumsponnenem Kupferdraht von 0,1 mm Durchmesser bewickelt, hing an einem 20 cm langen Phosphorbronzeband in einem Messinggehäuse und war mit einer Luftdämpfung versehen. Die zweite Stromverbindung erfolgte durch eine Phosphorbronzebandspirale von unten her. Die Stromspule hing genau in der Mitte eines aus vier Windungen eines 1 mm dicken seideumsponnenen Kupferdrahtes bestehenden Kompensationskreises von 33,5 cm Radius. Im Abstande 33,5 westlich und östlich standen die gegeneinander geschalteten Magnetisierungsspulen, in deren eine, genau 33,5 cm von dem Kreismittelpunkt entfernt, das zu untersuchende Ellipsoid gebracht wurde. Sowohl Magnetisierungsstromkreis als Kompensationsstromkreis enthält einen Kommutator nebst Regulierwiderständen und Präzisionsampèremeter.

Zunächst wird die Ebene des Kompensationskreises in die magnetische Meridianebene gestellt; dann die Magnetometerspule justiert, bis sie beim Stromschluss keinen Ausschlag mehr zeigt, also genau in den magnetischen Meridian fällt. Ein Strom im Kompensationskreise muss jetzt beim Kommutieren nach rechts und links gleiche Ausschläge liefern; sonst steht die Ebene des Kompensationskreises noch nicht genau im magnetischen Meridian.

Die verwendeten Ellipsoide hatten die Halbachsen $l = 3$ cm, $b = 0{,}15$ cm.

Ist i_c der Kompensationsstrom, so ergiebt sich die Magnetisierung $\mathfrak{J}$ aus

$$\mathcal{J} = \frac{\pi R^2 \cdot 4 \cdot 0{,}1}{\frac{4}{3}\pi b^2 l \left\{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{R}\right)^2\right\}} i_e = 4932\, i_e.$$

Die Magnetisierungsspulen waren so gewickelt, dass $H = 44{,}5\, i_m$ (i_m Magnetisierungsstrom).

6. Die Brauchbarkeit der Methode haben wir an einer Stahlprobe durch folgende Messungsreihe versucht, deren Ergebnisse Fig. 3 graphisch wiedergiebt.

i_m	$H = 44{,}5\, i_m$	$\downarrow i_e \cdot 10^3$	$\mathcal{J} = 4932\, i_e$	$\uparrow i_e \cdot 10^3$	$\mathcal{J}$	$\downarrow i_e \cdot 10^3$	$\mathcal{J}$	$\uparrow i_e \cdot 10^3$	$\mathcal{J}$
6	268,5	251	1240	245	1210	245	1210	253	1250
5,5	247,0	249	1230	240	1185	240	1185	250	1235
5	224,0	244	1203	234	1155	236	1163	245	1210
4,5	201,7	240	1182	228	1125	233	1150	238	1180
4	179,0	234	1155	220	1085	226	1115	231	1140
3,5	156,8	226	1115	211	1020	219	1080	219	1080
3	134,5	218	1080	193	952	212	1025	202	995
2,5	112,3	205	1010	169	835	200	988	180	890
2	90,0	187	923	136	670	182	898	147	725
1,5	67,5	160	790	98	483	153	755	107	528
1	46,2	124	612	57	282	118	582	66	325
0,5	23,2	83	410	—	—	75	370	—	—
0	0,0	33	163	33	163	32	185	32	158
		kommutiert ↑					kommutiert ↑		

Der Entmagnetisierungsfaktor P ist nach der Du Boisschen Tabelle[1]) für

$$\frac{b}{l} = \frac{0{,}3}{3} = 0{,}1\,; \quad P = 0{,}2549.$$

In Anbetracht dessen, dass diese Zahlen mit einem improvisierten ziemlich rohen Apparate gewonnen sind, der keinerlei Einrichtung zur Feinjustierung besass, darf man sich über eine kleine auf Justierungsunvollkommenheit zurückzuführende Verzerrung der Magnetisierungskurve nicht wundern. Im übrigen ist der Charakter der Messungen gewiss befriedigend.

7. Die gewöhnliche Anwendung der magnetometrischen Methode mit Ablenkungsbeobachtungen erfordert genaue Kenntnis und Konstanz der Horizontalkomponente des Erdmagnetismus; sie ist also auch all den Störungen preisgegeben, die mit den modernen Starkstromanlagen diese Konstanz illusorisch gemacht haben. Aus diesem Grunde hat sich die magnetometrische Methode in der Messtechnik der Praxis keinen Platz erhalten können, obwohl sie prinzipiell als die einfachste und zuverlässigste absolute Methode vor allen anderen den Vorzug verdient. Durch unsere Benutzungsweise glauben wir der magnetometrischen Methode wieder zu ihrem Rechte zu verhelfen, denn wir sind nach unseren Versuchen der Meinung, dass unsere Anordnung praktisch als störungsfrei gelten kann.

Änderungen der Intensität der Horizontal-

1) H. J. G. Du Bois, Magnetische Kreise, S. 45.

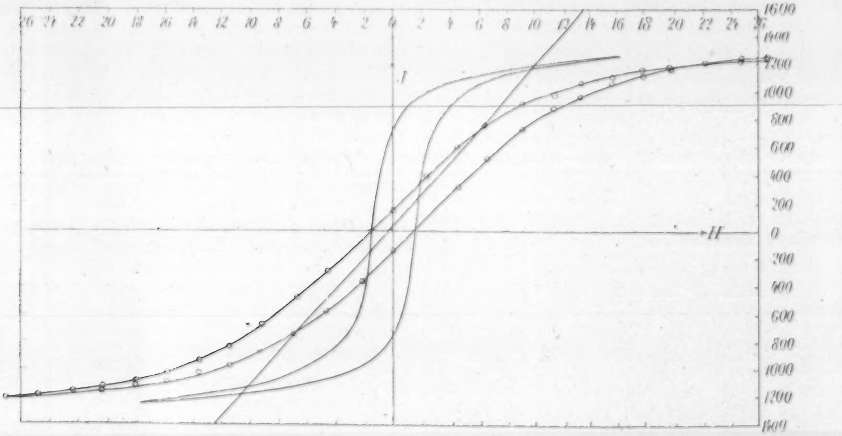


Fig. 3.

komponente gegenüber ist sie völlig störungsfrei. Vorübergehende Änderungen der Richtung lassen sich mit Hilfe einer Bussole bemerken. Man misst nur in dem Zeitpunkte, wenn normale Richtung vorhanden ist. Kommt man hiermit nicht aus, so steht nichts im Wege, den von F. Kohlrausch und L. Holborn[1]) angegebenen Kunstgriff der Innenastasierung des Magnetometers auch hier anzuwenden. Der Kunstgriff, den diese Forscher empfohlen haben, ist folgender:

Von den beiden Nadeln eines astatischen Magnetgehänges wird nur die eine in erster Hauptlage von dem zu messenden magnetischen Momente M im Abstande u beeinflusst, wenn man den Abstand u so wählt, dass die zweite Nadel nur von senkrecht verlaufenden Kraftlinien des Magneten M getroffen wird. Das ist mit genügender Genauigkeit erfüllt, wenn das Verhältnis $\frac{u}{h}$ (h Abstand der beiden astasierten Nadeln) 0,8 nicht übersteigt. Durch Astasierung ist das System fremdmagnetischen Einflüssen (sofern sie innerhalb des Abstandes h der Nadeln als gleichförmig anzusehen sind) entzogen; die Ablenkungsmessung wird allein gegen die Torsion der Aufhängung gemacht, die Torsionskonstante wird mit Hilfe eines Stromkreises nach Art unseres Kompensationskreises ermittelt.

Bringt man in Verwendung dieses Kunstgriffes im Abstande $\frac{R}{0{,}5} = 2R$ von der ersten Stromspule unseres Gehänges eine zweite parallele an, mit entgegengesetztem Strome, so ist der Apparat praktisch völlig störungsfrei. Der Einwirkung des Kompensationsstromkreises auf die zweite Magnetometerspule trägt man Rechnung[2]), wenn man statt der oben benutzten Beziehung folgende zu Grunde legt:

$$M\left|1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{R}\right)^2\right| = \frac{\pi R^2 i_c}{V}\left|1 + \left(\frac{R}{h}\right)^3\right|$$

Also

$$\mathfrak{f} = \frac{M}{V} = \frac{\pi R^2}{V}\left(\frac{1 + \left(\frac{R}{h}\right)^3}{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\lambda}{R}\right)^2}\right) i_c = \text{Const}\, i_c$$

Man kann bei unserer Beobachtungsweise mit der Entfernung $u = R$, d. h. dem Radius R zu ziemlich kleinen Werten heruntergehen, so dass der Apparat handliche Dimensionen erhält und h 30—40 cm nicht übersteigt. Infolgedessen werden die Zweifel, die Herr Du Bois[3]) der Störungsfreiheit solcher astatischer Anordnungen noch entgegensetzt, unseres Erachtens zu rein akademischen. Wir sind daran, einen solchen astatischen Apparat zusammenzustellen und werden z. Z. darüber berichten.

Göttingen, Physik. Institut, Abteilung für angewandte Elektrizitätslehre.

(Eingegangen 1. Juli 1904.)

1) F. Kohlrausch u. L. Holborn, Ann. der Physik 10, 287, 1903.
2) Siehe Kohlrausch und Holborn, l. c., S. 304.
3) H. E. J. G. Du Bois, Ann. d. Physik 11, 609, 1903.

Über das Reflexionsvermögen von passivem Eisen.

Von W. J. Müller und J. Koenigsberger.

Die Untersuchung der Reflexion an aktiven und passiven Metallen erlaubt zu prüfen, ob die Passivität durch einen schützenden Überzug von bestimmter Dicke auf dem Metall verursacht wird. Nach der Theorie, die der eine von uns[1]) aufgestellt hat, ist der passive Umstand durch Verschiedenheit der Dissoziation von Metallionen und -Elektronen im Metall oder was dasselbe ist, durch andere Wertigkeit bedingt. Eine schützende Schicht ist nach dieser Theorie nicht erforderlich, wenn es auch nicht ausgeschlossen ist, dass zuweilen sekundär eine solche entsteht. Für Eisen lassen sich einigermassen sichere Schlüsse ziehen, weil die Reflexion der Eisenoxyde von einem von uns gemessen wurde. Micheli hat zuerst sehr interessante Versuche über die Reflexion an passivem Eisen angestellt; aber seine Zahlen scheinen uns schon deshalb nicht einwandsfrei, weil er mit Salpetersäure passivierte, diese aber stets eine schwache Auflösung und somit eine Veränderung der Oberfläche bewirkt. Micheli giebt nicht an, ob er beim Wiederaktivieren des Eisens die ursprünglichen Werte erhielt. Ferner hat diese Art der Passivierung zur Folge, dass man im aktiven Zustand in einer anderen Flüssigkeit beobachten muss als im passiven und dies erfordert eine Berücksichtigung des Brechungsexponenten des äusseren Mediums.

Wir haben daher die elektrische Passivierung in verdünnter Natronlauge, welche von einem von uns eingehend untersucht worden ist, der Passivierung durch Salpetersäure vorgezogen. Verdünnte Natronlauge ist der stärkst passivierende Elektrolyt, in dem eine Auflösung von Eisen nicht stattfindet. Die Passivierung hierin bleibt, wie aus der Messung der elektromotorischen Gegenkraft folgt, zunächst einen Moment nach Öffnen des Stromes, klingt dann allmählich ab und das Eisen wird schliesslich wieder aktiv. Hierdurch ist die Möglichkeit von Kontrollversuchen gegeben. Was die physikalische Bestimmung des Reflexionsvermögens anlangt, so haben wir die direkte Messung der Reflexion

1) W. J. Müller, Verh. d. Freib. nat. Ges. 1903.
2) Micheli, Arch. soc. phys. nat. Genève (4), 10, 122, 1900.

bei senkrechter Incidenz der von Micheli angewandten Methode der Bestimmung von Haupteinfallswinkel und Hauptazimut vorgezogen. Die letztere ist zwar theoretisch einer hohen Genauigkeit fähig, leidet aber praktisch an dem Übelstand, zu sehr von der Beschaffenheit der Oberfläche abhängig zu sein. Die Zahlen von Micheli ($\varphi = 74^0 42'$, $\psi = 27^0 50'$) ergeben für das Reflexionsvermögen 59,5 Proz., während aus den Zahlen von Drude für gewöhnliches aktives Eisen $R = 62{,}0$ Proz. folgt.

Für passives Eisen fand Micheli $\varphi = 69^0 20'$, $\psi = 28^0 54'$, woraus $R = 57{,}0$ Proz. sich berechnet. Wir haben daher vorgezogen, die Reflexion in aktivem und passivem Zustand direkt nach einer Methode, die der eine[1]) von uns angegeben hat, zu messen.

Dieselbe erlaubt, wie die Messung der Reflexion von Quarzplatten zeigte, vergleichende Bestimmungen auf 0,2—0,3 Proz. genau vorzunehmen.

Zwei Eisenstücke wurden auf eine Glasplatte nebeneinander durch eine dünne Glimmerschicht getrennt aufgekittet und dann miteinander abgeschliffen und nach besonderer Methode sorgfältigst poliert. Diese Eisenspiegel wurden dann auf einer Metallplatte, die durch Schrauben justierbar war, parallel der Glaswand an der Vorderfläche eines Troges justiert.

Drähte führten zu beiden Eisenstücken, eine Elektrode stand ihnen etwas seitlich gegenüber. Nachdem der Trog auf dem Träger gegenüber dem Photometer festgestellt war, wurde Natronlauge hineingegossen. Das Verhältnis der Reflexion war, als beide Spiegel sich im natürlichen aktiven Zustand befanden, = **0,985**. Genau derselbe Wert ergab sich, wenn der eine Spiegel mit einem Strom von etwa $^1/_{100}$ A. passiviert wurde, während der andere Spiegel im natürlichen Zustand blieb. Da die Ablesungen rasch erfolgen können, wurde während der Strom durchging vor Entstehen von Gasblasen gemessen; doch beträgt die Unsicherheit etwa 0,4 Proz.

Nach Abwischen der Gasblasen mit einer Federfahne und bei nachheriger Anwendung eines Stromes von $^1/_{5000}$ A. wurden genaue Ablesungen vorgenommen, deren Fehler kaum grösser als 0,2 Proz. ist. Dann blieb der passivierte Spiegel stromlos im Elektrolyt, wodurch er wieder in den aktiven Zustand zurückkehrt. Das Verhältnis der Reflexion beider Spiegel war ungeändert. Auch andere Versuche wurden vorgenommen, wobei beide Spiegel passiviert wurden, dann solche, bei denen der eine Spiegel als Kathode bei ganz geringer[2]) Stromdichte diente, der andere Eisenspiegel durch stärkeren Strom passiviert wurde u. s. w.; stets war das Resultat das gleiche, dass nämlich durch Passivierung das Reflexionsvermögen von gut poliertem Eisen innerhalb einer Fehlergrenze von 0,2 Proz. nicht geändert wird, dass also optisch das Vorhandensein einer Oxydhaut nicht nachweisbar ist, und diese demnach jedenfalls dünner als $^1/_{10}\ \lambda$ sein muss. Dass aber die Passivität überhaupt nicht durch eine dünne Oxydschicht verursacht wird, lässt sich auch durch diese Versuche nicht endgültig entscheiden.

Würden wir die Berechnung von Micheli zu Grunde legen, der für eine Differenz von 5 Proz. eine Oxydschicht von $^1/_{80}\ \lambda$ Dicke berechnet, so würde aus unseren Versuchen folgen, dass die Dicke kleiner als $^1/_{1000}\ \lambda$ sein muss. Aber wir sind der Ansicht, dass die Grundlagen für solche Berechnungen noch zu unsicher sind, und dass ferner für die elektromotorische und chemische Wirksamkeit solch dünner Schichten durchaus einwandsfreie Messungen noch nicht vorliegen.

Eisennatriumlegierung bildet, beabsichtigen wir noch eingehender zu untersuchen.

(Eingegangen 20. Juni 1904.)

1) J. Koenigsberger, diese Zeitschr. **4**, 345 und 494, 1903.

2) Das optische Verhalten von Eisen als Kathode in *NaOH* bei stärkerem Strome, wobei sich wahrscheinlich eine

Die Quecksilberlampe als ultraviolette Lichtquelle.

Von A. Pflüger.

In verschiedenen Mitteilungen[1]) habe ich berichtet, dass die ultravioletten Linien in den Funkenspektren der Metalle genügende Energie besitzen, um kräftige Ausschläge eines mit einer Thermosäule verbundenen Galvanometers zu liefern, und dass damit eine sehr bequeme Methode zur Ausführung photometrischer Messungen im Ultraviolett gegeben ist. Nun liegen die kräftigsten Linien der Metalle unterhalb der Wellenlänge 260 $\mu\mu$. Nur Magnesium und Eisen haben im Gebiete 260 bis 300 einige weitere kräftige Linien. Oberhalb 300 ist die Energie sämtlicher Metalle sehr gering, und wenn sie auch ausreicht, um photometrische Messungen auch hier zu gestatten, so war es doch wünschenswert, eine konstante Lichtquelle zu finden, die in diesem Gebiete ergänzend eintreten könnte.

Eine solche bietet sich dar in der Quecksilberlampe, und zwar habe ich Messungen angestellt an der sehr praktischen Form, wie sie durch die Firma W. C. Heräus in Hanau in den Handel gebracht wird. Die wesentlichste Neuerung besteht bei dieser Lampe (ausser der

1) Diese Zeitschrift **4**, 614, 861, 1903; **5**, 34, 1904; Ann. d. Phys. **13**, 890, 1904.

praktischen Zündungsmethode) darin, dass an Stelle des Glasrohrs ein Rohr aus geschmolzenem Quarz verwandt wird.

Die ultraviolette Strahlung dieser Lampe ist so kräftig, dass man besondere Vorsichtsmassregeln anwenden muss, um schmerzhafte Augenentzündungen unter der Einwirkung der Strahlen zu vermeiden. Das Spektrum ist nahezu dasselbe, wie das des Funkens zwischen Quecksilberelektroden. Da indessen das geschmolzene Quarz unterhalb etwa 210 $\mu\mu$ undurchlässig wird, kann man die starken Linien in dieser Region nicht beobachten.

Die Ausschläge, die ich mit dieser Lampe bei 0,3 mm Breite des Kollimatorspaltes erhielt, sind die folgenden:

Wellenlänge in $\mu\mu$	254	265	275	297	313	334	365	405	436	546	578
Galvanometerausschlag	63	15	7	32	97	10	98	69	114	90	140

Man sieht, wie die Lampe gerade in derjenigen Region einige kräftige Linien besitzt, wo die der Metallfunken schwach sind. Im Gebiete 250 bis 290 wird sich diese Energie noch steigern lassen, wenn es gelingt, die durch die Strahlung verursachte kräftige Bildung von Ozon zu schwächen, das gerade in diesem Gebiet ein Maximum der Absorption [1]) für Lichtstrahlen hat. Es kommt hinzu, dass das Licht von ganz hervorragender Konstanz ist. Die Lampe ist daher für die Ausführung photometrischer Messungen im Ultraviolett sehr zu empfehlen. Sie zeichnet sich vor der Kohlenbogenlampe nicht allein durch die grosse Konstanz, sondern auch durch das Fehlen jeglicher Wärmestrahlung (mit Ausnahme der geringen, von dem erhitzten Quarz herrührenden, durch ein Quarz-Wassergefäss leicht zu beseitigenden) aus. Die Versuche werden darum nicht durch die lästige diffuse Strahlung erschwert.

Die Messung der Gesamtenergie in ihrer Verteilung auf die Spektralregionen des sichtbaren und des ultravioletten Lichtes erfolgte folgendermassen:

Die Lampe wurde der Thermosäule in etwa $^3/_4$ Meter Entfernung direkt gegenüber gestellt. Die Strahlen passierten zunächst einen mit Wasser gefüllten Quarztrog, darauf eine 4 cm dicke Platte „Fernrohrflint" von Schott-Jena. Diese absorbiert die Strahlung unterhalb etwa 370 $\mu\mu$ so gut wie vollständig. Der Ausschlag des Galvanometers betrug 33 Strahlenteile. Nun wurde das Flintglas durch eine Quarzplatte ersetzt. Der Ausschlag wuchs auf 67 Strahlenteile. Ziehen wir die beiden Ausschläge voneinander ab, so bekommen wir:

Sichtbares Spektrum bis ca. 370 $\mu\mu$ 33 Skt.
Ultraviolettes „ von ca. 370 $\mu\mu$ ab 34 „

1) E. Meyer, Ann. d. Phys. **12**, 849, 1903.

Also ist die Energie der ultravioletten Strahlung von gleicher Grösse, wie die der sichtbaren.

Eine Hefnerlampe in derselben Entfernung von der Thermosäule, aber ohne eingeschaltetes Wassergefäss, und ohne Glas bezw. Quarzplatte, erzeugte 118 Skalenteile Ausschlag. Die Energie der ultravioletten Strahlung der Quecksilberlampe würde unter denselben Bedingungen (ca. 20 Proz. Reflexionsverlust an den reflektierenden Flächen des Wassergefässes und der eingeschobenen Platten hinzuaddiert) etwa 42 Skalenteile erzeugen. Also beträgt die Energie der ultravioletten Strahlung der untersuchten Quecksilberlampe in roher Annäherung ca. 36 Proz. der Gesamtenergie der Strahlung der Hefnerlampe, oder etwa 38mal so viel, als die Energie im sichtbaren Spektrum der Hefnerlampe (diese nach Angström [1]) gleich 0,9 Proz. der Gesamtstrahlung gesetzt).

1) Diese Zeitschrift **3**, 257, 1902.

Bonn, Physikalisches Institut der Universität. Mai 1904.

(Eingegangen 21. Mai 1904.)

Über das Woodsche Lichtfilter für ultraviolette Strahlen.

Von A. Kalähne.

Im 4. Jahrgang dieser Zeitschrift hat Herr Wood [1]) ein Lichtfilter für ultraviolette Strahlen beschrieben, mit dessen Hilfe der Nachweis dieser Strahlen sich sehr leicht auch einem grossen Auditorium erbringen lässt. Das Filter soll nur Strahlen von der Wellenlänge 340 bis 330 $\mu\mu$ durchlassen, die einen Krystall von Urannitrat zu heller grüner Fluoreszenz erregen, während ein Schirm aus weissem Papier hinter dem Filter dunkel bleibt. Herr Wood benutzt zu diesem Zweck eine Kombination von dichtem Kobaltglas mit einer Lösung von *p*-Nitrosodimethylanilin in Glyzerin, oder statt der Lösung einen mit diesem Stoff gefärbten Gelatinefilm auf Glas, am besten direkt auf dem Kobaltglas. Da das blaue Kobaltglas auch Rot ziemlich stark durchlässt, so muss noch ein rotabsorbierendes Mittel eingeschaltet werden. Als solches wird eine sehr dünne Scheibe von Chances Signalgrünglas benutzt.

Das Nitrosodimethylanilin absorbiert nach Wood stark von 500 bis 370 $\mu\mu$, von 340 $\mu\mu$ an ist es wieder sehr durchlässig, sogar bis zur letzten Kadmiumlinie bei 200 $\mu\mu$. Wegen der Absorption in den Glasscheiben und den Kondensorlinsen, wenn dieselben aus Glas sind, fällt das Gebiet jenseits 330 $\mu\mu$ fast ganz weg,

1) R. W. Wood, diese Zeitschrift **4**, 337, 1903.

so dass wesentlich nur Strahlen zwischen 340 und 330 $\mu\mu$ zur Wirkung kommen.

Bei Benutzung der Kombination Kobaltglas-gefärbter Gelatinefilm fand ich jedoch, dass ausser dem Rot auch eine sehr erhebliche Menge grünen Lichtes durchgelassen wurde, so dass der weisse Papierschirm nach Entfernung des Rot ebenfalls grün erschien und nicht sehr stark gegen das grünleuchtende Urannitrat abstach. Vergrösserung der Schichtdicke des Films half nichts, dadurch wurden nur die ultravioletten Strahlen geschwächt und die Helligkeit der Fluoreszenz sehr verringert. Es zeigte sich bei spektroskopischer Untersuchung, dass die benutzte Kombination zwischen den Fraunhoferschen Linien E und F, etwa von 527 bis 500 $\mu\mu$, nur mangelhaft absorbierte, weil die Gebiete starker Absorption des Films und des blauen Glases nicht genau aneinander grenzten. Herr Wood erwähnt hiervon nichts; möglicherweise hat er eine andere Sorte Kobaltglas gehabt, deren Absorption weiter nach Blau hinreicht. Ich versuchte statt des Kobaltglases ein 5 mm dickes Blauviolettglas von Schott u. Gen. in Jena.[1]) Dadurch wurde aber nur der rote Streifen im Spektrum sehr geschwächt, der viel störendere grüne blieb, wenn auch weniger stark. Um ihn zu beseitigen, musste ein drittes Filter hinzugenommen werden, das starke Absorption zwischen E und F mit genügender Durchlässigkeit im Ultraviolett vereinigt. Nach verschiedenen Versuchen habe ich hierfür Fluoreszeinnatrium geeignet gefunden, das bekannte als Uranin im Handel befindliche Natriumsalz des Fluoreszeïns, dessen Benutzung auch Herr Wood erwähnt. Ich habe es ebenso wie das Nitrosodimethylanilin in einen Gelatinefilm eingebettet und zwar in solcher Konzentration, dass es verhältnismässig schwach fluoresziert. Der Film hat dabei eine dunkelorange Farbe. Wegen des bei Belichtung von ihm ausgesandten Fluoreszenzlichtes, das von Grün bis Rot reicht, schaltet man diesen Film am besten zwischen den Nitrosodimethylanilinfilm und das Blauviolettglas, das — von der Lichtquelle aus gerechnet — zuletzt kommt.

Durch diese Kombination hindurch gesehen, erscheint die strahlende Mittagssonne als schwach leuchtende rote Scheibe, während sie ohne das Fluoreszeinnatrium grün aussieht. Dasselbe gilt von dem Lichte der elektrischen Bogenlampe. Da der kleine Rest von rotem Lichte wenig stört, so habe ich ihn nicht durch grünes Glas entfernt, was doch nur unter Schwächung der ultravioletten Strahlen geschehen könnte.

Um die absorbierende Kraft des Filtersystems voll auszunutzen, muss man dasselbe an einer Stelle in den Strahlengang einschalten, wo der Querschnitt des Lichtbündels möglichst gross ist. Bei intensivem Licht ist es jedenfalls geraten, die Filterplatten nicht kleiner als etwa 9 bis 10 cm im Durchmesser zu nehmen, schon deshalb, weil das blaue Glas sonst an den vom Lichte getroffenen Stellen zu heiss wird und in Gefahr kommt, zu springen.

Die von Herrn Wood beschriebene Erscheinung des Aufleuchtens von Urannitrat im Brennpunkt der ultravioletten Strahlen lässt sich mit diesem Filter sehr gut zeigen. Bequemer ist jedoch an Stelle dieses Salzes ein Baryumplatincyanürschirm, mit dem man auch den Verlauf des ultravioletten Strahlenbündels sehr schön zeigen kann, was mit dem kleinen Krystall nicht möglich ist. Die Helligkeit ist bei guten Schirmen nur wenig geringer, doch sind nicht alle Präparate gleich geeignet, ganz entsprechend ihrer verschiedenen Helligkeit in Röntgenstrahlen. Sehr schön ist auch die hellblaue Fluoreszenz einer wässerigen Lösung von saurem Chininsulfat, die man durch Zusatz von etwas Schwefelsäure zur Lösung des käuflichen Sulfates erhält. Noch prachtvoller aber wird die Erscheinung bei gewöhnlichem Petroleum, das tiefblau fluoresziert, besonders wenn man es als breites Flüssigkeitsband durch das Strahlenbündel herabfliessen lässt.

Zusammen mit dem von Herrn Giesel[1]) angegebenen Demonstrationsversuch für ultrarote Strahlen, bei dem auch das Blauviolettglas gute Dienste leistet, bildet dieser Woodsche Versuch ein vorzügliches Mittel zum Nachweis der unsichtbaren Teile des Spektrums.

1) F. Giesel, diese Zeitschrift **4**, 862, 1903.

Heidelberg, Physikalisches Institut der Universität, 20. April 1904.

(Eingegangen 22. April 1904.)

Über einen Kreiselversuch zur Messung der Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde.[1])

Von A. Föppl.

Unter der Drehung der Erde ist hier die Drehung zu verstehen, die sie gegen einen Raum ausführt, für den das Trägheitsgesetz erfüllt ist und zwar unter der ausdrücklichen Voraussetzung, dass diese Drehung aus der Beobachtung von Bewegungsvorgängen nachgewiesen ist, die sich in der Nähe der Erdoberfläche selbst abspielen. An sich wäre es nämlich keineswegs ausgeschlossen, dass die irdischen Bewegungserscheinungen durch die Erdrotation selbst beeinflusst würden, derart, dass für sie die Drehung der Erde mit der

1) Vgl. R. Zsigmondy, Zeitschrift f. Instr. **21**, 97, 1901.

1) Aus den Sitzungsberichten der k. bayr. Akad. d. Wiss., math. physik. Klasse, XXXIV, 1904, S. 5.

gegen den Fixsternhimmel nicht zusammenfiele. Ob dies zutrifft oder nicht, kann nur der Versuch entscheiden. Nun haben zwar schon die bisher in dieser Absicht angestellten Versuche das Bestehen einer solchen Abweichung unwahrscheinlich gemacht. Namentlich der Foucaultsche Pendelversuch, der von allen dahin gehörigen Versuchsanordnungen bisher die genauesten Ergebnisse geliefert hat, deutet darauf hin, dass auch für die irdischen Bewegungsvorgänge das Trägheitsgesetz für einen Raum erfüllt ist, der gegen den Fixsternhimmel keine Drehung ausführt.

Zunächst ist aber der Foucaultsche Pendelversuch mit solchen Fehlerquellen behaftet, dass die Genauigkeit selbst bei vorsichtigster Ausführung noch manches zu wünschen übrig lässt. Und dann wäre es auch immerhin möglich, dass ein etwaiger besonderer Einfluss der Erdrotation, den man bei diesen Versuchen entdecken möchte, bei den hin und her schwingenden Bewegungen eines Pendels herausfiele, während er sich bei der stets in gleichem Sinne erfolgenden Drehung eines Kreisels bemerklich machen könnte. Selbst wenn die Genauigkeit des Foucaultschen Pendelversuchs nichts zu wünschen übrig liesse, wäre daher eine Ergänzung durch Kreiselversuche noch keineswegs entbehrlich gemacht.

Freilich sind solche Kreiselversuche schon von Foucault selbst und später oft wieder vorgenommen worden. Man findet eine Aufzählung der dahin gehörigen Literatur in dem Handbuche der Physik von Winkelmann, Band I, Breslau 1891, S. 187. Eine sehr lesenswerte Besprechung der bisher vorliegenden Versuche dieser Art mit einer Kritik der dabei erreichten Genauigkeit enthält der letzte Abschnitt des vor kurzem erschienenen dritten Heftes von dem bekannten Buche von Klein und Sommerfeld „Über die Theorie des Kreisels", Leipzig 1903. Die Genauigkeit lässt danach viel zu wünschen übrig und reicht längst nicht an die des Foucaultschen Pendelversuchs hin.

Es war daher kein überflüssiges Unternehmen, mit erheblich verbesserten Hilfsmitteln einen neuen Kreiselversuch zur Ermittelung der Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde in dem vorher erörterten Sinne anzustellen. Man wird auch sehen, dass es mir gelungen ist, diesen Versuch mit einer Genauigkeit durchzuführen, die selbst die des Foucaultschen Pendelversuchs erheblich übertrifft.

Meine anfängliche Hoffnung, hierbei auf ein neues Resultat zu kommen, nämlich einen deutlichen Unterschied zwischen der aus genauen Messungen an irdischen Bewegungsvorgängen zu erschliessenden Umdrehungsgeschwindigkeit der Erde und jener gegenüber dem Fixsternhimmel nachweisen zu können, hat sich dabei freilich nicht erfüllt. Immerhin ist aber die Feststellung nicht ohne Wert, dass ein solcher Unterschied, falls er etwa doch noch bestehen sollte, nur einen geringen Bruchteil des Betrages jeder der beiden Grössen ausmachen kann.

Veranlasst wurde ich zu meinen Versuchen, wie ich zu erwähnen hier nicht unterlassen will, durch die Beschäftigung mit der Theorie der von Herrn O. Schlick in Hamburg zur Milderung der Rollbewegungen von Seeschiffen erdachten Kreiselvorrichtung.[1]) Meine Versuchsanordnung ist mit dem Schlickschen Schiffskreisel ziemlich eng verwandt, näher freilich noch mit einer schon von Foucault verwendeten Einrichtung, von der sie sich nur durch die bessere Ausgestaltung der Einzelheiten unterscheidet.

Der von mir benützte Kreisel besteht aus zwei aus Flusseisen zusammengenieteten Schwungrädern von 50 cm äusserem Durchmesser und je etwa 30 kg Gewicht. Die Schwungräder sitzen auf den beiden Enden der Welle eines kleinen Elektromotors, den man mit Winkelgeschwindigkeiten bis zu etwa 2400 Umdrehungen in der Minute umlaufen zu lassen vermag. Der Elektromotor ist an drei Stahldrähten aufgehängt, die an der Decke des Versuchsraums befestigt werden. Der ganze Kreisel ist daher zunächst mit drei Freiheitsgraden aufgehängt, von denen aber jene beiden, die sich auf Verschiebungen in der horizontalen Ebene beziehen, nicht in Betracht kommen, da das Kreiselgestell, d. h. der Elektromotor, während des Versuchs keine horizontalen Verschiebungen erfährt. Es bleibt daher nur die Drehung um eine lotrechte Achse übrig, wobei das in die Gleichgewichtslage zurückdrehende Moment der trifilaren Aufhängung zu überwinden ist.

Umstehende Abbildung zeigt diese Vorrichtung nach einer photographischen Aufnahme. Man sieht zu beiden Seiten die Schwungräder, in der Mitte den Elektromotor und die nach oben gehenden drei Aufhängedrähte, ausserdem die von der Decke lose herabhängenden Stromzuführungsdrähte (je zwei für die Magnetwicklung und für den Anker). Nach unten hin sind mit dem Elektromotor zwei sich kreuzende Blechtafeln verbunden, die in das darunter stehende mit Öl gefüllte Gefäss eintauchen. Diese Einrichtung dient wie die ihr ähnliche beim Mascartschen Quadranten-Elektrometer zur Dämpfung der Schwingungen. Oben sind mit dem Elektromotor zwei Zeiger verbunden, die auf Gradeinteilungen einspielen. Diese Gradteilungen sind auf horizontalen, von Stativen getragenen Brettchen angebracht, von

1) Vergl. das Referat in dieser Zeitschrift 5, 27, 1904.

denen sich das nach vorne zu liegende in der Abbildung dem Blicke sofort aufdrängt.

Zur bequemen Bedienung des Elektromotors, den man nach den beiden entgegengesetzten Richtungen mit innerhalb gewisser Grenzen be-

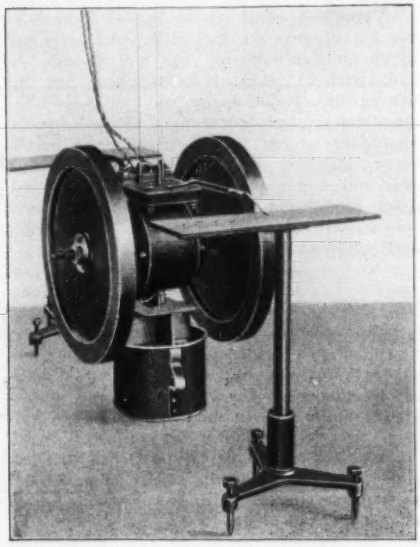


Fig. 1.

liebigen Umdrehungsgeschwindigkeiten längere Zeit hindurch konstant umlaufen lassen kann, ist eine mit den erforderlichen Messinstrumenten, Widerständen u. dgl. versehene Schalttafel an der Wand des Laboratoriums angebracht. Diese wurde nach den Angaben meines Kollegen, Herrn Ossanna, Professor der Elektrotechnik an unserer technischen Hochschule, in einer ihrem Zwecke sehr gut entsprechenden Einrichtung hergestellt. Es sei mir gestattet, Herrn Professor Ossanna für seine wertvolle Unterstützung auch an dieser Stelle meinen Dank auszusprechen.

Um festzustellen, mit welcher Geschwindigkeit der Kreisel in einem bestimmten Augenblicke umläuft, braucht man an der Schalttafel die Schaltung nur so zu ändern, dass die zum Anker führenden Drähte von der äusseren Leitung gelöst und durch Zwischenschaltung des Voltmeters kurz geschlossen werden. Der Elektromotor läuft dann für die kurze Zeit der Messung als Dynamomaschine und aus der Angabe des Voltmeters lässt sich, da die Magneterregung konstant erhalten wird, die Umlaufsgeschwindigkeit des Ankers erkennen. Eine besondere Versuchsreihe diente zur Eichung dieser Messvorrichtung, indem die Angaben eines Tourenzählers unmittelbar mit den Voltmeterausschlägen verglichen wurden. Danach wurde eine Eichungstabelle aufgestellt, aus der man später die Winkelgeschwindigkeit, die zu einer Voltmeterablesung gehört, unmittelbar entnehmen konnte.

Die Ausführung eines Versuchs spielt sich nun in folgender Weise ab. Man lässt den Motor anlaufen, bis er die gewünschte Geschwindigkeit erlangt hat, wozu wegen der Beschleunigung der verhältnismässig grossen Schwungradmassen immerhin ein Zeitraum von etwa 10 Minuten im Durchschnitt erforderlich ist. Auf die Ausschläge, die der Zeiger während der Anlaufperiode anzeigt, ist nicht viel Wert zu legen. Man muss nur darauf achten, dass der Zeiger nicht schon während der ersten zehn oder zwanzig Sekunden der Anlaufszeit einen Ausschlag giebt. Das thut er nämlich aus leicht verständlichen Gründen sofort, wenn die Kreiselachse nicht genau genug horizontal liegt. Mit der Erddrehung hat dies gar nichts zu tun und durch Horizontalstellen mit Hilfe der an der oberen Befestigung der Aufhängedrähte angebrachten Stellschrauben lässt sich dieser Ausschlag leicht beseitigen. Im übrigen kommt diese Fehlerquelle überhaupt nur während der Anlaufperiode und nicht während des Umlaufens mit konstanter Geschwindigkeit, also für die Zeit der Messung in Betracht. Bei den älteren Versuchen dieser Art mag sie aber oft eine sehr entscheidende Rolle gespielt haben.

Nachdem die in Aussicht genommene Geschwindigkeit erreicht ist, hält man sie durch entsprechende Schaltung für eine viertel oder halbe Stunde lang konstant. Der Kreisel hat zu Beginn dieser Zeit von der Anlaufperiode her noch eine gewisse Präzessionsgeschwindigkeit und er führt daher gedämpfte Schwingungen, die sehr langsam verlaufen (etwa 3 bis 4 Minuten Dauer für einen einfachen Schwingungsweg im Durchschnitt), um die ihm jetzt zukommende Gleichgewichtslage herum aus. Um sicher zu sein, dass keine fremde Störung eingewirkt hat, liest man von Minute zu Minute den Zeigerausschlag auf beiden Seiten ab und trägt den Mittelwert als Ordinate zu einer die Zeit darstellenden Abszissenachse auf. Übrigens unterscheiden sich die Zeigerausschläge auf beiden Seiten bei einem störungsfreien Versuche nur innerhalb der Grenzen der Ablesungsfehler (d. h. bis etwa $^1/_{10}$ Grad) voneinander. Die Kurve, die man auf diese Weise erhält, muss nun, wenn der Versuch brauchbar sein soll, die bekannte, nach einem Exponentialgesetz in der Amplitude abnehmende Wellenform der gedämpften Schwingungen zeigen. Aus ihr lässt sich dann auf beiläufig $^1/_{10}$ Grad genau die Gleichgewichtslage, um die die Schwingung

erfolgt, ableiten. Zu warten, bis die Schwingungen erloschen sind, ist daher nicht nötig und auch nicht empfehlenswert, weil sich bei zu langer Versuchsdauer durch Erwärmen des Elektromotors u. s. f. die Versuchsbedingungen merklich ändern könnten. Auf die Theorie dieser Schwingungen, die für die ganze Versuchsausführung von wesentlicher Bedeutung sind, werde ich übrigens späterhin noch zurückkommen.

Die ersten Versuche, die ich auf solche Art vornahm, waren sehr ungenau. Die Schwingungen zeigten einen sehr unregelmässigen Verlauf, was auf grosse Störungen hinwies und die Ausschläge waren im Mittel beträchtlich kleiner als sie nach der Voraussetzung erwartet werden mussten, dass die Erddrehung auch für irdische Bewegungsvorgänge mit der Drehung gegen den Fixsternhimmel übereinstimme. Es schien mir daher anfänglich, als wenn ich einer ganz neuen Thatsache auf der Spur wäre. Um diese Frage entscheiden zu können, musste man vor allem die Störungen beseitigen. Es zeigte sich bald, dass sie von dem durch die schnell umlaufenden Schwungräder erzeugten Wind herrührten, denn ein in der Nähe aufgestellter grösserer Körper beeinflusste den Schwingungsvorgang und den Ausschlag erheblich. Dagegen liess sich leicht Abhilfe schaffen, indem man die rotierenden Teile einkapselte. Ich liess daher zwei Trommeln aus Blech herstellen, die die Schwungräder mit etwa 1 cm Spielraum umschlossen und deren Hohlräume durch kurze Anschlussstutzen, die am Elektromotorgehäuse abgedichtet wurden, mit dem Luftraume, in dem der Anker läuft, in Verbindung standen. Alle Fugen wurden sorgfältig mit Modellierwachs abgedichtet, so dass der ganze innere Luftraum nach aussen hin luftdicht abgeschlossen war. Von da ab führte der Kreisel, wenn sonst keine Störungen einwirkten, regelmässig verlaufende Präzessionsschwingungen aus und es zeigte sich, dass die früher gehegte Vermutung von einer deutlich ausgesprochenen Abweichung zwischen der aus irdischen Bewegungsvorgängen erschlossenen und der astronomischen Erddrehung unbegründet war.

Nicht geringe Schwierigkeiten machten anfänglich eine Reihe von elastischen Schwingungen verschiedener Art, die durch die Beigabe der Blechkapseln, die übrigens unter sich und mit dem Elektromotorgehäuse gut abgesteift wurden, noch vermehrt wurden. Die Aufhängedrähte können Saitenschwingungen, die Blechkapseln Membranschwingungen ausführen u. s. f. und sobald eine dieser Schwingungen mit der Umlaufzahl des Motors in Resonanz kommt, tritt sie in grosser Stärke hervor und verhindert genaue Beobachtungen. So lassen die Blechkapseln ein sehr kräftiges trommelndes Geräusch hören, sobald der Motor entweder mit ungefähr 1200 oder auch ungefähr 1500 Umdrehungen in der Minute läuft. Sowie man aber ein wenig über eine dieser kritischen Tourenzahlen hinaus ist, hören diese Schwingungen plötzlich auf oder sie werden wenigstens so unmerklich, dass sie keine Störung mehr verursachen. Aus diesen Gründen ist auch die niedrigste Winkelgeschwindigkeit, für die noch zuverlässige Beobachtungen gemacht werden konnten, bei etwas über 1500 Umläufen in der Minute gelegen.

Bei manchen Versuchen, namentlich bei den höheren Geschwindigkeiten über 2200 hinaus, traten langsam schwingende Verschiebungen der Ankerwelle des Elektromotors in ihrer Längsrichtung auf, so dass sie sich in den Lagern hin und her schob. Die Ankerwelle hatte nämlich keinen Anschlag, der solche Verschiebungen verhindern konnte. Bei Umlaufzahlen, die nicht erheblich über 2200 hinausgingen, konnte man aber gute Versuchsreihen erhalten, bei denen diese Schwingungen nicht auftraten. Ich sah daher davon ab, den Elektromotor umbauen, d. h. ihn mit einer Einrichtung versehen zu lassen, durch die diese Schwingungen abgedämpft werden konnten, da dies ziemlich erhebliche Kosten verursacht haben würde. Wenn diese Schwingungen einmal auftraten, beruhigten sie sich nicht von selbst wieder, sondern der ganze Versuch wurde unbrauchbar.

Zur besseren Abdämpfung der verschiedenen unerwünschten Schwingungen liess ich übrigens vor der Vornahme der endgültigen Versuche ausser dem aus der photographischen Abbildung zu ersehenden Öltopfe noch zwei weitere Ölgefässe unter den Zeigerarmen aufstellen, in die von jedem Zeigerarme ein fest damit verbundener Flügel herabging und eintauchte. Die Sicherheit der Nullstellung wurde dadurch nicht beeinträchtigt; nach Beendigung des Versuchs gingen die Zeiger, wenn die Schwungräder wieder still standen, so genau in die anfängliche Nullstellung zurück, als es die Genauigkeit der Ablesung zu erkennen gestattete. Ein Versuch, bei dem dies nicht zugetroffen wäre, hätte natürlich verworfen werden müssen.

Die Theorie des Versuchs gestaltet sich, wenn man zunächst von den nachher noch besonders zu besprechenden Präzessionsschwingungen absieht, sehr einfach. Das Trägheitsmoment der rotierenden Massen sei mit Θ, die konstante Winkelgeschwindigkeit, mit der sie während des Versuchs umlaufen, mit w und die Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung, unter der Voraussetzung, dass sie mit der astronomischen übereinstimme, mit u bezeich-

net. Ferner sei φ die geographische Breite des Beobachtungsortes, ψ der Winkel, den die Gleichgewichtslage des rotierenden Kreisels mit der Ost-West-Richtung bildet und M das Moment des von der Aufhängevorrichtung auf das Kreiselgestell in dieser Gleichgewichtslage in der horizontalen Ebene übertragenen Kräftepaares. Nach dem Flächensatze muss M gleich der lotrechten Komponente der Änderungsgeschwindigkeit des Kreiseldralls infolge der Erddrehung sein. Dabei verstehe ich unter dem „Dralle" jenen Vektor, den man sonst auch das statische Moment der Bewegungsgrösse oder nach Klein und Sommerfeld den Impuls des Kreisels nennt.

Die Änderungsgeschwindigkeit des Kreiseldralls ist gleich dem äusseren Produkte aus dem Drall selbst und der als Vektor aufgefassten Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung. Von diesem Produkte ist die lotrechte Komponente zu nehmen und gleich M zu setzen. Das liefert nach einfacher Ausrechnung die Gleichung

$$M = \Theta w u \cos\varphi \cos\psi.$$

Wegen der regelmässigen Gestalt der Schwungräder konnte das Trägheitsmoment Θ durch Rechnung gefunden werden und zwar genauer, als es durch einen Schwingungsversuch in bekannter Weise hätte ermittelt werden können. Der Beitrag des Ankers zu Θ ist nämlich gegenüber dem Anteile der Schwungräder so geringfügig, dass er ohne merklichen Fehler selbst ganz hätte vernachlässigt werden können; er wurde indessen schätzungsweise berücksichtigt. Man erhielt im technischen Masssystem, in dem das kg als Krafteinheit gilt,

$$\Theta = 26{,}7 \text{ cmkg sec}^2.$$

Die geographische Breite des Beobachtungsortes wurde $\varphi = 48^\circ 8' 20''$, die Beschleunigung der Fallbewegung

$$g = 981 \frac{\text{cm}}{\text{sec}^2}$$

gesetzt.

Das Moment M ist dem Verdrehungswinkel der Aufhängevorrichtung gegenüber der Nullage bei stillstehendem Kreisel ziemlich genau proportional und kann daher in der Form $M = c\chi$ angeschrieben werden, wenn mit χ jener Verdrehungswinkel und mit c ein Proportionalitätsfaktor bezeichnet wird. Den Faktor c hätte man aus den Daten der trifilaren Aufhängung unter Berücksichtigung der sich dabei geltend machenden Torsionselastizität der Aufhängedrähte berechnen können, was zur Probe auch einmal geschehen ist. Zuverlässiger war aber wegen verschiedener Nebenumstände, namentlich wegen des an sich zwar geringfügigen Einflusses der lose herabhängenden Stromzuführungsdrähte die Ermittelung des Zusammenhanges zwischen M und χ durch einen unmittelbaren Versuch, der durch eine einfache Einrichtung leicht mit vollständig ausreichender Genauigkeit vorgenommen werden konnte. Die Proportionalität zwischen M und χ hat sich dabei hinlänglich genau bestätigt und im Mittel aus allen Versuchen ergab sich

$$M = 0{,}03696 \text{ cmkg für } \chi = 1^0$$

oder wenn man χ in Bogenmass ausdrückt,

$$c = 2{,}12 \text{ cmkg}.$$

Diese Zahlen beziehen sich auf den Fall des mit den Blechkapseln und allem sonstigen Zubehör für die endgültigen Versuche versehenen Kreisels.

Die Beobachtungen der Kreiselablenkung durch die Erddrehung erstreckten sich nur auf die beiden Fälle, dass die Nulllage des ruhenden Kreisels entweder in den Meridian fiel oder senkrecht dazu stand, also in die Ost-West-Richtung zeigte. Im ersten Falle dürfte nach der Annahme, dass die astronomische Erddrehung auch für die irdischen Bewegungsvorgänge massgebend sei, keine Ablenkung der Kreiselachse infolge der Rotation entstehen. Dies hat sich auch, wie man nachher sehen wird, hinreichend bestätigt. Ohne die Dazwischenkunft des richtenden Kräftepaares der Aufhängung müsste zwar, je nachdem man den Kreisel im einen oder im entgegengesetzten Sinne rotieren lässt, die Nulllage eine stabile oder eine labile Gleichgewichtslage sein. Das richtende Moment M der Aufhängung reichte aber für alle Winkelgeschwindigkeiten, die zur Verfügung standen, weitaus hin, um auch im letzten Falle die Gleichgewichtslage zu einer stabilen zu machen. Der Kreisel verhält sich in dieser Hinsicht genau wie eine Magnetnadel, die an einem Drahte von genügender Torsionssteifigkeit aufgehängt, auch dann im stabilen Gleichgewichte steht, wenn der Nordpol im magnetischen Meridiane nach Süden zeigt. Nur die Schwingungsdauer um die Gleichgewichtslage wird etwas grösser als bei der umgekehrten Lage. Das hat sich auch bei den Präzessionsschwingungen des Kreisels, wie man noch sehen wird, unter den gleichen Umständen gezeigt; ich kann dieses Ergebnis aber nicht als ganz zuverlässig hinstellen, weil die Schwingungen auch sonst, wo sich ein bestimmter Grund dafür nicht nachweisen liess, Unregelmässigkeiten von nahezu ähnlicher Grössenordnung aufweisen. Da es sich hierbei um kleine Störungen handelte, die für den Hauptzweck der Untersuchung nur von geringer Wichtigkeit sind, habe ich es nicht für nötig gehalten, ihnen durch eine Häufung der Versuche weiter nachzugehen; sonst wäre es voraussichtlich möglich gewesen, auch in diesem

untergeordneten Punkte eine befriedigendere Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung herzustellen.

Bei der anderen Versuchsanordnung, wenn nämlich die Kreiselachse in der Nulllage senkrecht zum Meridian steht, fällt der Verdrehungswinkel χ, dem das Moment M proportional ist, mit dem früher eingeführten Winkel ψ zusammen und die Gleichung, um deren Prüfung es sich handelt, kann in der Form

$$c\,\psi = \Theta\, w\, u \cos\varphi \cos\psi$$

geschrieben werden. Für u wäre dabei wohl eigentlich die Winkelgeschwindigkeit der Erde, die einer Umdrehung in einem Sterntage entspricht, einzusetzen; die Genauigkeit der Versuche reichte aber nicht aus, um zwischen dieser Winkelgeschwindigkeit und der anderen, die einer Umdrehung in einem mittleren Sonnentage entspricht, zu entscheiden. Daher wurde zunächst die letztere zu Grunde gelegt.

Alle Grössen, die in der vorausgehenden Gleichung vorkommen, sind hiernach teils vorher bekannt, teils den Ablesungen während eines Versuches zu entnehmen und es handelt sich nun darum, ob die Gleichung durch diese Werte befriedigt wird. Zur Durchführung des Vergleichs wurden die übrigen Grössen in die Gleichung eingesetzt und dann der „theoretische" Wert des Winkels ψ daraus berechnet. Dieser wurde dem wirklich beobachteten Werte gegenübergestellt. Da sich herausstellte, dass sich ψ ber. und ψ beob. immer nur wenig voneinander unterscheiden, durfte übrigens ohne in Betracht kommenden Fehler auf der rechten Seite der Gleichung in cos ψ sofort schon der beobachtete Wert von ψ eingesetzt werden, so dass es nicht nötig war, die transzendente Gleichung für ψ als solche aufzulösen.

Ich lasse jetzt die Beobachtungsergebnisse folgen und erwähne dabei, dass ich bei der Vornahme der Versuche und der Ausführung der dazu gehörigen Zahlenrechnungen durch die geschickte und gewissenhafte Mitarbeit meines Assistenten, des Herrn Diplom-Ingenieur R. Düll, sehr wirksam unterstützt wurde. Es ist mir eine angenehme Pflicht, ihm dafür meine Anerkennung und meinen Dank auszusprechen.

A. Nulllage der Kreiselachse im Meridian.

Hierbei wurde absichtlich vor Beginn der Ablesungen durch einen Anstoss eine Schwingung angeregt, da ein Ausschlag von selbst nicht zustande kam. Dann wurde von Minute zu Minute die Zeigerstellung aufgeschrieben, wobei an den Umkehrpunkten auch noch Zwischenablesungen der grössten Ausschläge gemacht wurden. Die Zahlen geben die aufeinanderfolgenden Ablesungen; die in Klammern stehenden Zahlen beziehen sich auf die Zwischenablesungen unter Voransetzung der Zahl der Sekunden, die seit der vorhergehenden Ablesung verstrichen waren. Zwischen je zwei nicht in Klammern stehenden aufeinanderfolgenden Zahlen liegt daher ein Zeitraum von einer Minute. Der Sinn, in dem der Motor bei dem Versuche umlief, ist durch Angabe der Richtung des Drehungsvektors gekennzeichnet und zwar so, dass z. B. ein „Drehungsvektor nach Süden" bedeutet, dass sich die Schwungräder, von Süden her gesehen, im Uhrzeigersinne drehten. Der Ausschlag ist mit einem +-Zeichen versehen, wenn die Drehung der Kreiselachse von oben gesehen im Uhrzeigersinne erfolgte; im entgegengesetzten Falle mit einem —-Zeichen.

1. Versuch. Drehungsvektor nach Süden. Umlaufzahl 1915 in der Minute.

Ablesungen: — 4,2; — 1,4; + 2,7; + 4,1; + 1,4; — 1,95; — 3,6; — 1,85; + 1,6; + 3,5; + 2,35; — 0,5; — 2,8; (+ 30″: — 3,0); — 2,45; + 0,15; + 2,55; (+ 30″: + 2,9); + 2,7; + 0,4; — 1,7; (+ 45″: — 2,4); — 2,3; — 0,7; + 1,6; + 2,4; + 1,15; — 0,9; — 2,0; — 1,1; + 0,8; + 2,0; (+ 15″: 2,05).

Hierauf wurde, nach einer Beobachtungsdauer von 28′ 15″ der Versuch abgebrochen. Die Gleichgewichtslage berechnet sich nach diesen Zahlen zu + 0,1°, d. h. ihre Abweichung von der Nulllage übersteigt nicht die Fehlergrenze der Ablesungen. Dauer einer vollen Schwingung im Mittel 6′ 17″.

2. Versuch. Drehungsvektor nach Norden. Umlaufzahl 1830 in der Minute.

Ablesungen: — 3,0; — 2,45; — 0,8; + 1,15; + 2,15; + 1,6; — 0,2; — 1,95; (+ 45″: — 2,5); — 2,4; — 1,6; 0,0; + 1,3; (+ 30″: + 1,8); + 1,7; + 0,9; — 0,8; — 1,9; (+ 30″: — 2,05); — 1,9; — 1,05; + 0,2; + 1,2; (+ 30″: + 1,3); + 1,2; + 0,3; — 0,9; — 1,8; — 1,5; — 0,75; + 0,3; + 0,95; (30″: + 1,05).

Nach 27′ 30″ wird der Versuch abgebrochen; die Gleichgewichtslage, um die die Schwingungen erfolgten, berechnet sich zu — 0,28°, eine Abweichung von der Nulllage, die zwar nicht mehr durch blosse Ablesungsfehler, aber doch noch durch anderweitige Versuchsfehler erklärt werden kann. Schwingungsdauer 7′ 51″.

B. Nulllage der Kreiselachse senkrecht zum Meridian.

Die Bezeichnungen sind die gleichen wie im vorigen Falle.

3. Versuch. Drehungsvektor nach Westen. Umlaufzahl 1520 in der Minute.

Ablesungen: — 11,1; — 8,0; — 2,5; — 0,9; — 3,8; — 7,7; — 9,55; — 7,9; — 4,15; — 2,65; — 4,2; — 6,8; — 8,25; (+ 15″: — 8,3); — 7,15; — 4,3; — 3,1; — 4,35; — 6,35; — 7,35; — 6,7; — 5,1; — 4,3; — 4,8; — 6,05; — 7,0; (+ 15″: — 7,05); — 6,7; — 5,85; — 4,9; — 4,7; — 4,8; — 5,4; — 6,2; (+ 45″: — 6,3).

Abgebrochen nach 30′ 45″ Beobachtungsdauer. Die Gleichgewichtslage der Schwingung zeigt eine Abweichung von — 5,65° von der Nulllage. Schwingungsdauer 6′ 9″.

4. Versuch. Drehungsvektor nach Westen. Umlaufzahl 1530 in der Minute.

Ablesungen: + 0,6; — 2,0; — 7,3; — 10,9; (+ 15″: — 11,0); — 9,5; — 4,5; — 1,4; (+ 15′: — 1,35); — 2,95; — 6,5; — 9,2; (+ 15″: — 9,45); — 8,4; — 5,0; — 2,65; (+ 15″: — 2,6); — 3,5; — 6,0; — 8,05; (+ 30″: — 8,2); — 7,8; — 5,3; — 3,75; (+ 30″: — 3,7); — 4,2; — 6,0; — 7,3; (+ 30″: — 7,5); — 7,2; — 5,5; — 4,0; (+ 30″: — 3,9).

Abgebrochen nach 24′ 30″. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich — 5,71°. Schwingungsdauer 6′ 7″.

5. Versuch. Drehungsvektor nach Osten. Umlaufzahl 1540 in der Minute.

Ablesungen: + 8,3; + 5,85; + 3,1; (+ 30″: + 2,95); + 3,6; + 5,7; + 7,5; (+ 15″: + 7,6); + 6,75; + 4,7; + 3,7; + 4,8; + 6,2; + 6,9; + 5,7; + 4,7; (+ 30″: + 4,6); + 4,8; + 5,75; + 6,45; (+ 30″: + 6,6); + 6,2; + 5,4; + 5,2; + 5,55; + 5,85; (+ 45″: + 5,95).

Abgebrochen nach 21′ 45″. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich + 5,58°. Schwingungsdauer 5′ 26″.

6. Versuch. Drehungsvektor nach Osten. Umlaufzahl 1550 in der Minute.

Ablesungen: — 0,5; + 1,8; + 7,1; + 10,65; (+ 15″: + 10,75); + 8,6; + 3,5; + 1,5; + 4,0; + 7,75; + 9,55; + 7,2; + 3,25; (+ 45″: + 2,3); + 2,65; + 4,9; + 7,65; (+ 45″: + 8,25); + 8,0; + 5,3; + 3,15; (+ 15″: + 3,1); + 3,95; + 6,05; + 7,5; (+ 15″: + 7,6); + 6,7; + 4,5; (+ 45″: + 3,7); + 3,85; + 5,0; + 6,5; (+ 45″: + 7,05); + 6,95; + 5,7; + 4,8; (+ 15″: + 4,7).

Abgebrochen nach 28′ 15″. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich + 5,60°. Schwingungsdauer 5′ 39″.

7. Versuch. Drehungsvektor nach Osten. Umlaufzahl 1710 in der Minute.

Ablesungen: + 10,8; (+ 45″: + 12,1); + 11,7; + 6,95; + 1,8; (+ 30″: + 0,9); + 1,6; + 5,0; + 9,0; (+ 45″: + 10,45); + 10,35; + 7,5; + 3,5; (+ 45″: + 2,4); + 2,55; + 4,8; + 7,85; + 9,2; + 7,55; + 4,5; + 3,4; + 4,85; + 7,1; + 8,4; + 7,6; + 5,45; + 4,3; + 5,0; + 6,65; + 7,8; (+ 30″: + 7,9); + 7,6; + 5,95; + 4,75; (+ 30″: + 4,7); + 5,0; + 6,15; + 7,2; (+ 30″: + 7,4).

Abgebrochen nach 31′ 30″. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich + 6,12°. Schwingungsdauer 6′ 9″.

8. Versuch. Drehungsvektor nach Westen. Umlaufzahl 1800 in der Minute.

Ablesungen: — 15,0; — 12,4; — 5,5; — 0,2; (+ 30″: + 0,3); — 0,4; — 4,7; — 9,8; — 12,3; (+ 15″: — 12,4); — 10,8; — 6,1; — 2,2; (+ 30″: — 1,7); — 2,15; — 5,0; — 8,7; — 10,55; (+ 15″: — 10,6); — 9,6; — 6,5; — 3,8; (+ 45″: — 3,25); — 3,5; — 5,2; — 7,8; — 9,4; (+ 30″: — 9,5); — 9,1; — 7,15; — 5,0; — 4,2; — 5,2; — 7,0; — 8,4; (+ 45″: — 8,7).

Abgebrochen nach 28′ 45″. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich — 6,61°. Schwingungsdauer 7′ 11″.

9. Versuch. Drehungsvektor nach Osten. Umlaufzahl 1900 in der Minute.

Ablesungen: + 7,5; + 7,2; + 6,95; + 6,9; + 6,95; + 7,15; + 7,35; (+ 15″: + 7,4); + 7,35; + 7,25; + 7,1; + 7,0; + 7,05; + 7,15; + 7,25; + 7,3; + 7,2; + 7,1; + 7,1.

Abgebrochen nach 17′. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich + 7,18°. Schwingungsdauer unsicher; ungefähr 6′ 48″.

10. Versuch. Drehungsvektor nach Westen.

Umlaufzahl 2000 in der Minute.

Ablesungen: — 9,3; — 8,8; — 7,6; — 6,4; — 5,8; — 6,15; — 7,2; — 8,3; — 8,85; — 8,55; — 7,7; — 6,7; — 6,2; — 6,4; — 7,05; — 7,9; — 8,5; (+ 15″: — 8,55); — 8,3; — 7,8; — 7,1; — 6,6.

Abgebrochen nach 20′. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich — 7,45°. Schwingungsdauer 8′ 0″.

11. Versuch. Drehungsvektor nach Osten. Umlaufzahl 2200 in der Minute.

Ablesungen: + 13,95; + 11,5; + 6,8; + 3,1; (+ 45″: + 2,3); + 2,55; + 4,7; + 8,2; + 11,15;

(+45″: + 12,15); + 12,1; + 10,55; + 7,4; + 4,4; (+ 30″: + 3,75); + 3,85); + 5,3; + 7,8; + 10,05; + 11,05; + 10,15; + 7,8; + 5,15; + 4,65; + 5,75; + 7,65; + 9,5; + 10,35; + 9,95; + 7,9; + 5,65; + 4,95; + 5,8; + 7,5; + 9,2; + 10,05.

Abgebrochen nach 32′. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich + 7,63°. Schwingungsdauer 8′ 0″.

12. Versuch. Drehungsvektor nach Westen.

Umlaufzahl 2280 in der Minute.

Ablesungen: — 7,0; — 7,2; — 7,75; — 8,55; — 9,1; (+ 30″: — 9,2); — 9,15; — 8,7; — 8,05; — 7,55; — 7,4; — 7,7; — 8,15; — 8,5; — 8,8; — 8,65; — 8,3; — 7,95; — 7,8; — 7,95; — 8,15; — 8,4; — 8,65; — 8,6; — 8,5; — 8,3; — 8,15; (+ 45″: — 8,1).

Abgebrochen nach 25′ 45″. Abweichung der Gleichgewichtslage von der Nulllage gleich — 8,23°. Schwingungsdauer 8′ 35″.

Nach diesen Zahlen lässt sich die Wellenform der Schwingung auftragen. Dies ist mit allen 12 Versuchen geschehen, um sie darauf hin zu prüfen, ob sie von merklichen Störungen frei waren. Ich begnüge mich damit, umstehend zwei dieser Abbildungen wiederzugeben, die sich auf die Versuche 2 und 6 beziehen.[1]) Die anderen sind ganz ähnlich.

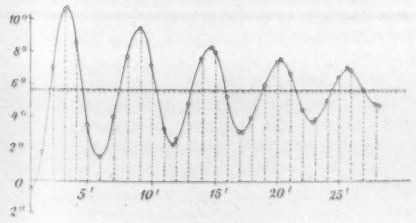


Fig. 2.

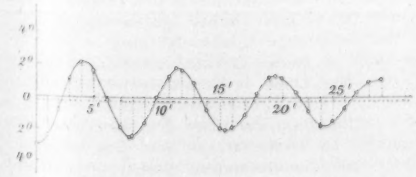


Fig. 3.

1) Die Gleichgewichtslage, um die die Schwingungen erfolgten, ist durch eine gestrichelte, die theoretisch zu erwartende Gleichgewichtslage durch eine ausgezogene Linie angegeben, die im Falle der Fig. 3 mit der Abszissenachse zusammenfällt.

Eine Zusammenstellung der beobachteten Ausschläge ψ und einen Vergleich mit den in der früher angegebenen Weise berechneten Werten von ψ liefert die folgende Tabelle:

Versuch Nr.	Richtung des Drehungsvektors nach	Zahl der Umläufe in der Minute	ψ ber.	ψ beob.	Unterschied	Dauer einer vollen Schwingung
1	Süden	1915	0	+ 0,10	+ 0,10	6′ 17″
2	Norden	1830	0	— 0,28	— 0,28	7′ 51″
3	Westen	1520	— 5,54	— 5,65	— 0,11	6′ 9″
4	Westen	1530	— 5,58	— 5,71	— 0,13	6′ 7″
5	Osten	1540	+ 5,62	+ 5,58	— 0,04	5′ 26″
6	Osten	1550	+ 5,65	+ 5,60	— 0,05	5′ 39″
7	Osten	1710	+ 6,23	+ 6,12	— 0,11	6′ 0″
8	Westen	1800	— 6,55	— 6,61	— 0,06	7′ 11″
9	Osten	1900	+ 6,92	+ 7,18	+ 0,26	6′ 48″
10	Westen	2000	— 7,27	— 7,45	— 0,18	8′ 0″
11	Osten	2200	+ 7,99	+ 7,63	— 0,36	8′ 0″
12	Westen	2280	— 8,27	— 8,23	+ 0,04	8′ 35″

Der grösste Unterschied zwischen ψ ber. und ψ beob. macht daher bei den letzten zehn Versuchen etwa 4 5 vom Hundert eines der beiden Werte aus, ist aber im Durchschnitt viel kleiner. Das Überwiegen der mit dem negativen Vorzeichen versehenen Unterschiede scheint auf einen systematischen Fehler von geringer Grösse hinzudeuten.[1]) Als Gesamtergebnis wird man wohl aussprechen dürfen, dass der Unterschied zwischen der aus der Beobachtung irdischer Bewegungsvorgänge abgeleiteten Winkelgeschwindigkeit der Erddrehung und der astronomischen, falls ein solcher

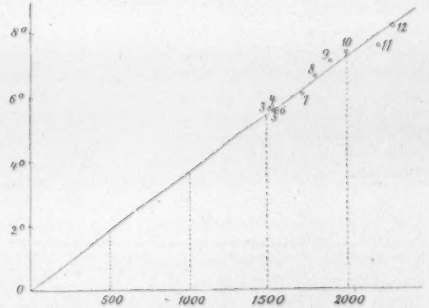


Fig. 4.

Unterschied doch noch bestehen sollte, nicht mehr als etwa 2 vom Hundert ausmachen kann.

1) Möglich wäre zwar auch die Vermutung, dass hierin und in den Zahlen für die Schwingungsdauern eine Andeutung für eine geringe Abweichung der Winkelgeschwindigkeiten der Erde in dem früher ausführlich erörterten Sinne erblickt werden könnte. Wahrscheinlicher ist aber jedenfalls die Erklärung durch Beobachtungsfehler

Auch die Zahlen der vorhergehenden Tabelle habe ich in einer Zeichnung, Abbildung 4, auftragen lassen, in der die Abszissen die Umlaufsgeschwindigkeiten des Kreisels, die Ordinaten die Ablenkungen aus der Nulllage und zwar mit Unterdrückung des Vorzeichens darstellen. Die Werte von ψ beob. sind durch kleine Kreise angegeben, während die Werte von ψ ber. auf der ausgezogenen Linie enthalten sind.

Bei einer letzten Versuchsreihe wurden die Schwungräder abgenommen, so dass nur der Anker des Elektromotors für sich rotierte. In keiner der beiden Lagen (Nord-Süd und Ost-West) ergab sich dabei eine Ablenkung von messbarer Grösse, obschon wegen der erheblichen Verminderung des von der trifilaren Aufhängung getragenen Gewichts (von 105,7 kg auf 34,7 kg) die Messvorrichtung jetzt viel empfindlicher geworden war. Es war nötig, dies festzustellen, um nachzuweisen, dass sich ein merkbarer Einfluss des magnetischen Feldes der Erde auf den Elektromotor bei den Hauptversuchen nicht geltend zu machen vermochte.

Es bleibt mir noch übrig, die Theorie der Präzessionsschwingungen aufzustellen, die die Kreiselachse bei konstanter Umlaufgeschwindigkeit um ihre Gleichgewichtslage herum auszuführen vermag. Dabei sehe ich von der Berücksichtigung einer Reihe unerheblicher Nebenumstände ab und beschränke mich überdies auf die Untersuchung von Schwingungen, die klein genug sind, um sie als unendlich klein betrachten zu können.

Bei diesen Schwingungen bewegt sich, wie es schon die Beobachtung lehrt, die Kreiselachse nahezu in einer horizontale Ebene. Auch die Änderungsgeschwindigkeit des Dralls ist daher mit demselben Grade der Annäherung horizontal und zwar in jeder Stellung senkrecht zur Kreiselachse gerichtet. Nach dem Flächensatze muss also während der Schwingung von den Aufhängedrähten ausser den durch das Gewicht des Kreisels hervorgerufenen Spannungen auch noch ein Kräftepaar von horizontal gerichtetem Momentenvektor auf den Kreisel übertragen werden, der gleich der besprochenen Änderungsgeschwindigkeit des Dralls ist. Dieses Kräftepaar ist weit grösser als das durch die Torsion der trifilaren Aufhängung bedingte, das früher mit dem Buchstaben M bezeichnet wurde und dessen Momentenvektor lotrecht gerichtet ist. Es verhält sich nämlich zu M wie die Winkelgeschwindigkeit der Präzessionsschwingungen in einem gegebenen Augenblicke zur betreffenden Winkelgeschwindigkeitskomponente der Erddrehung. Dieses bei den gegebenen Versuchsbedingungen verhältnismässig grosse und mit der Zeit veränderliche Kräftepaar wird durch die Aufhängedrähte dadurch auf den Kreisel übertragen, dass die einzelnen Drähte verschieden stark gespannt sind. Wegen der Veränderlichkeit der Spannungen erfahren die Aufhängedrähte zugleich elastische Längenänderungen, und daraus folgt, dass die Kreiselachse während der Schwingungen ausser der bisher allein in Betracht gezogenen Drehung um eine lotrechte Achse zugleich noch Drehungen um eine zu ihr selbst senkrecht stehende horizontale Achse ausführen muss, die freilich von so geringer Grösse sind, dass man sie nur durch besondere Hilfsmittel nachweisen könnte. So klein diese Drehungen aber auch sind, so wichtig sind sie für den zeitlichen Verlauf der Schwingungen.

Bezeichnet man den sehr kleinen Winkel, um den sich die Kreiselachse gegen ihre Gleichgewichtslage um eine zu ihr senkrecht stehende horizontale Achse zur Zeit t gedreht hat, mit φ, die Drehung um die lotrechte Achse mit ψ (wobei aber ψ jetzt nicht die Drehung aus der Nulllage, sondern die Drehung aus der Gleichgewichtslage des rotierenden Kreisels bedeutet), so kann man auf Grund der vorhergehenden Erwägungen ohne weiteres die Bewegungsgleichungen anschreiben

$$\Theta w \frac{d\varphi}{dt} = + c\psi \text{ und } \Theta w \frac{d\psi}{dt} = - K\varphi.$$

Dabei giebt Θw die absolute Grösse des Dralls, c den schon früher damit bezeichneten Proportionalitätsfaktor an, während K ein neu eingeführter Proportionalitätsfaktor ist, der den Zusammenhang zwischen der Drehung φ und dem dadurch in den Aufhängedrähten vermöge ihrer Zugelastizität hervorgerufenen Kräftepaare angiebt.

Man kann den Wert von K aus den einzelnen Daten der trifilaren Aufhängung berechnen. Wenn die unteren Befestigungspunkte der Drähte mit dem Schwerpunkte des Kreisels in einer horizontalen Ebene lägen, hätte man einfach

$$K = \frac{EF}{l} \cdot \frac{s^2}{2},$$

wo E der Elastizitätsmodul des Drahts, F der Querschnitt eines Drahts (gleich 0,0177 cm²), l die Drahtlänge (gleich 658 cm), s die Entfernung je zweier Drähte voneinander (gleich 6 cm) ist. Dazu kommt aber noch das Produkt aus dem Kreiselgewichte und der Höhe der Aufhängepunkte über dem Kreiselschwerpunkte. Die letzte Strecke liess sich mit Rücksicht auf die besondere Befestigungsart der Drähte am Elektromotorgestell nicht mit hinreichender Sicherheit angeben; ausserdem kannte man auch den Wert von E nicht genau genug. Ich zog daher vor, K unmittelbar durch einen besonderen Belastungsversuch am ruhenden Kreisel zu bestimmen. Zu diesem Zwecke

wurden seitlich Gewichte aufgesetzt und die durch sie verursachten Drehungen ϱ mit Hilfe einer Spiegelablesung gemessen. Dadurch ergab sich

$$K = 2985 \text{ cmkg}.$$

Für c war schon früher

$$c = 2{,}12 \text{ cmkg}$$

gefunden. — Durch Elimination von ϱ aus den beiden Bewegungsgleichungen erhält man für ψ

$$\Theta^2 w^2 \frac{d^2\psi}{dt^2} = -Kc\psi$$

und derselben Gleichung muss auch ϱ genügen. Das ist aber die Differential-Gleichung einer einfachen harmonischen Schwingung von der Schwingungsdauer

$$T = 2\pi \frac{\Theta w}{\sqrt{Kc}}.$$

Θ war früher zu 26,7 cmkg sec^2 ermittelt. Setzt man, um bestimmte Zahlenwerte zu erhalten, $w = 209{,}4 \frac{1}{\text{sec}}$, was 2000 Umläufen in der Minute entspricht, so erhält man

$$T = 442 \text{ sec} = 7' 22''$$

für die Dauer einer „vollen" Schwingung bei 2000 Umläufen oder auch $5' 31''$ bei 1500 Umläufen des Kreisels. Die aus den früher angegebenen Versuchszahlen zu entnehmenden Schwingungsdauern stimmen damit, wenn sie auch unter sich etwas abweichen, im Mittel so gut überein, als man es von einer solchen Annäherungsrechnung, die z. B. schon auf die Dämpfung gar keine Rücksicht genommen hat, nur irgend erwarten kann.

Schliesslich möchte ich noch bemerken, dass ich die hier beschriebenen Versuche nicht als eigentliche Präzisionsversuche bezeichnen kann. Sie sind zwar ohne Zweifel erheblich genauer, als alle früher in der gleichen Absicht unternommenen; dagegen stellen sie noch lange nicht das Äusserste dar, was sich nach dem gleichen Versuchsplane mit weiter verbesserten Hilfsmitteln erreichen liesse. Bei Versuchen, die in der Absicht angestellt würden, die höchstmögliche Genauigkeit der Messung zu erreichen, würde man in erster Linie für die Unverrückbarkeit der oberen Aufhängepunkte der Drähte besser sorgen müssen, als es mir möglich war. Um eine genügende Länge dieser Drähte zu erhalten, musste ich sie durch eine Öffnung in der Decke des Versuchsraumes führen und an der mit dem Dachgebälk zusammenhängenden Decke des darüber liegenden Raumes befestigen. Bei windigem Wetter führt das Dachgebälk kleine Bewegungen aus, die zwar nicht die Gleichgewichtslage, aber den zeitlichen Verlauf der Schwingungen beeinflussen. Auch sonst liesse sich natürlich noch manches verbessern.

Ob ein in dieser Weise noch weiter verfeinerter Versuch mit demselben Ergebnisse abschliessen würde, wie jetzt, oder ob sich damit ein Unterschied zwischen der Winkelgeschwindigkeit der Erde gegenüber irdischen Bewegungsvorgängen und der Winkelgeschwindigkeit gegen den Fixsternhimmel nachweisen liesse, muss dahingestellt bleiben. Für ganz unwahrscheinlich vermag ich ein Ergebnis in der zuletzt genannten Richtung nicht zu halten. Gewisse Andeutungen von einer Abweichung, weniger hinsichtlich der Grösse, als hinsichtlich der Richtung der Winkelgeschwindigkeit scheinen sich ja aus den mitgeteilten Ziffern immerhin herauslesen zu lassen; sie sind aber zu unbestimmt und liegen zu weit innerhalb der möglichen Fehler, als dass sich darauf ein Urteil stützen liesse. Für das Wahrscheinlichste muss man es daher halten, dass ein Versuch mit weiter verbesserten Hilfsmitteln diese Andeutungen als blosse Beobachtungsfehler nachweisen würde.

Nachtrag.

Nach einem Referate in den Beiblättern zu den Ann. der Phys. Bd. 28, S. 295. 1904 ist der berühmte amerikanische Physiker E. H. Hall (Phys. Rev. S. 179, 1903) auf Grund zahlreicher neuer Versuche zu dem Schlusse gekommen, dass eine geringe Ablenkung fallender Körper nach Süden hin als möglich zugegeben werden müsse. Durch bekannte Ursachen lässt sich eine Ablenkung in dieser Richtung von irgendwie merklichem Betrage nicht erklären; sie wurde daher stets bestritten, obschon sie von älteren Experimentatoren wiederholt gefunden war. Um die Frage endgültig zu entscheiden, hält Hall weitere sorgfältige Versuche für erforderlich. Nimmt man an, dass diese Versuche die südliche Ablenkung bestätigten, so würde damit sofort auch eine Erklärung für die systematischen Abweichungen gefunden sein, die in der vorstehenden Abhandlung zunächst als blosse Beobachtungsfehler angesehen wurden. Denn es ist klar, dass sich jene unbekannte Ursache, die zur südlichen Ablenkung fallender Körper führt, auch im Verhalten des rotierenden Schwungrades geltend machen würde oder mindestens geltend machen könnte. Damit wäre dann auch die Möglichkeit eröffnet, jene unbekannte Ursache mit Hilfe von Kreiselversuchen genauer zu erforschen, als es durch die Beobachtung der Fallbewegung allein geschehen kann. — Ich behalte mir vor, auf diese Frage später noch zurückzukommen.

Über die Cooper-Hewittsche Quecksilberbogenlampe als Funkenstrecke.

Von George W. Pierce.

1. Einleitung.

Herr Peter Cooper-Hewitt hat eine neue Form der Quecksilberbogenlampe konstruiert, die dazu bestimmt ist, an Stelle einer Funkenstrecke bei drahtloser Übertragung von Zeichen und ebenso beim Hervorrufen hoch gespannter Entladungen mit dem Tesla-Transformator Verwendung zu finden. Die Hewittsche Funkenstrecke benutzt die Entladung zwischen Quecksilberelektroden in einer luftleer gemachten Birne an Stelle des gewöhnlichen Funkens in Luft zwischen festen Metallelektroden. Fig. 1 stellt

Fig. 1.

eine Zeichnung der gewöhnlichen Form der Cooper-Hewittschen Vakuumfunkenstrecke dar. Am Boden einer luftleer gemachten Birne von 15 bis 20 cm im Durchmesser sind zwei Vertiefungen angebracht, die mit Quecksilber gefüllt sind und zwischen denen die Entladung erfolgt. Kurze Stücke Platindraht (1,5 mm im Durchmesser), die in das Glas eingeschmolzen sind, dienen dazu, den Strom in die Birne hineinzuleiten. Um eine ungleichmässige Erwärmung der eingeschmolzenen Drähte zu verhindern, können die beiden vorstehenden Teile in Quecksilberbecher eingetaucht werden, an die die Verbindungen angeschlossen werden.

Bei der Herstellung der für diese Versuche angewandten Vakuumfunkenstrecken wurde das Quecksilber für die Birnen sorgfältig durch Destillieren und durch Waschen in einem Salpetersäurefilter gereinigt und die richtige Luftverdünnung in der Weise bestimmt, dass man die Birne während des Auspumpens als Funkenstrecke für eine Tesla-Spule benutzte.

Die vorliegende Arbeit enthält folgende Kapitel:

2. Quantitative Messungen der Induktion zwischen Stromkreisen mit den beiden Funkenstreckenformen im Senderstromkreise.
3. Resonanz zwischen solchen Stromkreisen.
4. Photographien der Schwingungen in der Vakuumfunkenstrecke vermittels rotierender Spiegel.
5. Photographien, aus denen die Schnelligkeit hervorgeht, mit der sich die Hewitt-Funkenstrecke wieder auf ihren Anfangszustand einstellt.
6. Kalorimetrische Messung des Ohmschen Widerstandes der Vakuumfunkenstrecke.
7. Bestimmung der geeigneten Luftverdünnung für dieselbe.

2. Quantitative Messung der Induktion zwischen Drahtschleifen.

Um einen direkten Vergleich der Vakuumfunkenstrecke mit dem Funken in Luft zwischen festen Metallelektroden zu erhalten, habe ich die Intensität der Zeichen gemessen, die man in einem Empfängerstromkreise bezw. mit den beiden Funkenstreckenformen im Senderkreise erhält. Was den Detektor anbelangt, so musste ich eine Form des Galvanometers für oszillierende Ströme benutzen, die von Fleming erdacht und im Jahre 1897 von Northrup, Pierce und Reichmann[1]) bei einem Versuche über Induktion zwischen entfernten Stromkreisen angewandt worden ist. Fig. 2 giebt eine Zeichnung dieses Instrumentes. Im Mittelpunkte der Figur zwischen S und N befindet sich eine sorgfältig isolierte Spule, die gewöhnlich aus unge-

1) Electrical World, 18. u. 25. Dez. 1897.

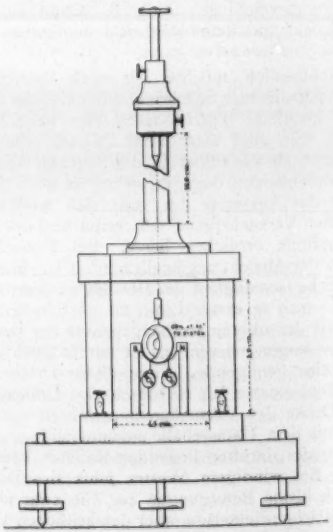


Fig. 2.

fähr 100 Windungen dünnen Drahtes besteht. Die Spule hat einen inneren Durchmesser von ungefähr 1 cm und ist mit dem Empfängerstromkreise in Serie geschaltet. Im Inneren der Spule ist eine dünne Kreisscheibe aus Silberfolie von ungefähr 6 mm Durchmesser aufgehängt, an welcher ein Spiegel vermittels eines dünnen langgestreckten Glasstabes befestigt ist. Der Empfindlichkeit wegen müssen Scheibe und Spiegel so leicht wie möglich sein. Die Aufhängung besteht aus einem dünnen Quarzfaden, so dass die Scheibe mit der Spulenebene einen Winkel von ungefähr 45° bildet. Durch die Oszillationen im Empfängerstromkreise, welche auch durch die Spule gehen, werden in der Scheibe Oszillationen induziert; dieselbe wird daher abgestossen und strebt danach, sich rechtwinklig zur Spule einzustellen. Die Ablenkungen werden vermittels Fernrohr und Skala abgelesen. Die Periode des Instrumentes beträgt 5 Sek., und die Aufhängung ist so leicht, dass

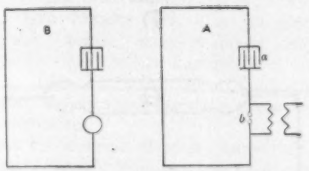


Fig. 3.

die Ablenkungen so gut wie vollständig gedämpft sind.

Beim Anstellen der vorliegenden Vergleiche wurden die Daten nicht mit gewöhnlichem Stromkreise für drahtlose Telegraphie von der „offenen" Form, sondern mit aus geschlossenen Drahtschleifen bestehenden Stromkreisen (Fig. 3) erhalten. Der Senderstromkreis *A* besteht aus einem Glaskondensator *a* in Serie mit der Funkenstrecke *b* und einer rechtwinkligen Drahtschleife, die 4 m zu 3 m misst. An die Funkenstrecke sind die Enden des Sekundärkreises eines Hochspannungstransformators angeschlossen, welcher durch den zu Beleuchtungszwecken dienenden Wechselstrom betrieben wird. Die Luft-Funkenstrecke besteht aus kleinen Stücken von Iridium, welche in schwere Messingkugeln eingesetzt sind. Vermittels eines Umschalters lässt sich die Hewitt-Lampe an die Stelle der Iridiumfunkenstrecke einschalten.

Der Empfängerstromkreis *B* ist 20 m vom Senderstromkreis entfernt; er besteht aus einem veränderlichen Kondensator, der mit dem Detektor in Serie geschaltet ist, und einer geschlossenen rechtwinkligen Drahtschleife (2 Meter × 1 Meter) in einer zum Senderkreise parallelen Ebene. Wenn der Empfängerkreis zu annähernder Resonanz mit dem Senderkreise gebracht worden ist, so erhält man bedeutende Ablenkungen des Instrumentes. Beim Ablesen wurde die Entladung während der Schwingungsdauer des Instrumentes aufrechterhalten und die Impulse bestimmt.

Die folgenden Ablesungsreihen (Tabelle I) haben den Zweck, die Gleichförmigkeit und hohe Wirksamkeit der Quecksilberlampe im Vergleich mit der Iridium-Funkenstrecke zu zeigen. Die Ablesungsreihen wurden in der

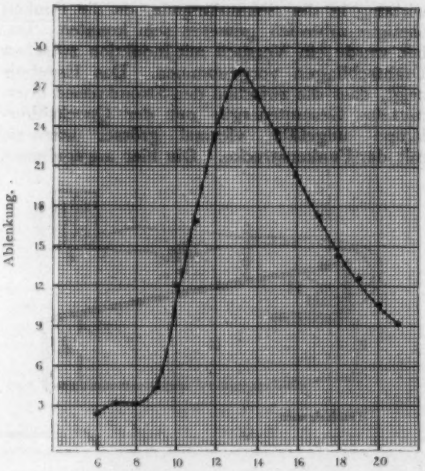


Fig. 4.

in der Tabelle angegebenen Reihenfolge ausgeführt; die Ablesungen sind in Centimetern ausgedrückt, und der Skalenabstand betrug 60 cm.

Tabelle I.

Cooper-Hewitt	Funken	Cooper-Hewitt	Funken
25.9	6.4	26.4	7.7
25.8	6.5	26.3	6.8
26.5	6.4	26.0	6.4
25.8	6.7	26.6	6.4
26.3	6.7	25.9	6.5
27.1	6.7	25.8	6.4
27.0	6.8	27.7	6.3
25.2	6.4	26.1	6.8
26.2	6.7	27.5	6.5
26.2	6.8	26.9	6.3
26.3	6.62	26.5	6.62 Mittel

Hieraus ist zu ersehen, dass die Ablenkungen bei der Quecksilberlampe ungefähr viermal

grösser sind als die unter ähnlichen Verhältnissen mit der Iridium-Funkenstrecke zu erzielenden. Andere Vergleiche mit verschiedenen Kapazitäten und Induktanzen in den Stromkreisen ergaben gleichfalls beträchtlich grössere Ablenkungen mit der Quecksilberlampe als mit der Funkenstrecke. Mit ersterer war der Funken am Sekundärkreise einer Tesla-Spule gleichfalls 4—5 mal länger, als man ihn mit der Iridium-Funkenstrecke erzielen konnte. Die grössere Funkenlänge, die man mit dem Tesla-Apparat erhielt, deutete jedoch nicht auf einen Zuwachs der Gesamtwirkung in der Sekundärspule, da die Funken weniger zahlreich gewesen sein konnten. Daher wurde ein Versuch mit Induktion zwischen Drahtschlingen vorgenommen. Das Ergebnis zeigt, dass die zwischen den Stromkreisen übermittelte Gesamtenergie mit der Quecksilberlampe ungefähr viermal grösser war als mit der Funkenstrecke. Die hier angegebenen

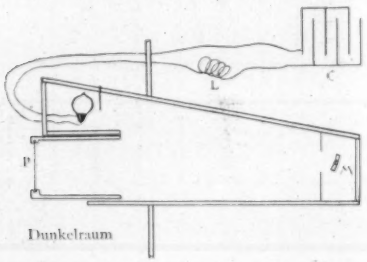


Fig. 5.

Resultate beziehen sich natürlich nur auf die besondere Form von Stromkreisen und auf die spezielle Vakuumfunkenstrecke, die ich angewandt habe. Ich habe auch einige Versuche mit verschiedenen offenen Stromkreisen angestellt, wie diese in der drahtlosen Telegraphie verwandt werden; die Ergebnisse sind jedoch noch nicht so weit, dass ich sie anführen könnte.

3. Resonanz.

Wegen der Regelmässigkeit der Quecksilberfunkenstrecke lässt sich diese mit Vorteil bei der Untersuchung der Resonanz zwischen Hochfrequenzstromkreisen anwenden; z. B. lassen sich die bei diesem Versuche benutzten geschlossenen Schleifen ganz genau vermittels dieser Funkenstrecke und der oben beschriebenen Instrumente abstimmen. Mit einem festen Senderkreis wurde die Kurve der Figur 4 (vorige Seite) vermittels einer einzigen Beobachtungsreihe erzielt, bei der der Luftkondensator im Empfängerkreise von 6 bis auf 21 Platten variiert wurde. Die Kapazitäten sind als Abszissen aufgetragen, während die Ablenkungen in Centimetern durch die Ordinaten dargestellt werden. Die Kapazität ist für jede Platte des Luftkondensators 248 cm. Die Kapazität bei Resonanz lässt sich bis auf 1—2 Prozent leicht bestimmen. Ich bin z. Zt. mit Versuchen an industriellen Stromkreisen für drahtlose Telegraphie an Stelle geschlossener Schlingen beschäftigt.

Einige mit einem rotierenden Spiegel (Fig. 5) aufgenommene Photographien der Quecksilberfunkenstrecke und des gewöhnlichen Funkens in Luft zwischen Kadmiumelektroden sind auf Fig. 10—14 dargestellt.

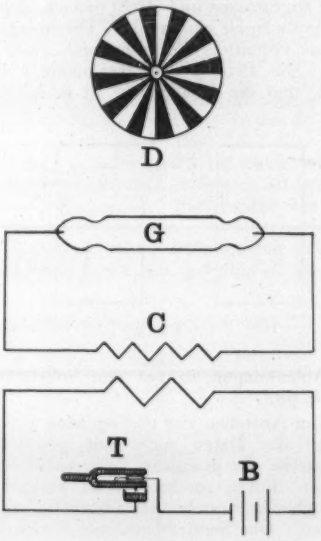


Fig. 6.

Wenn die Quecksilberfunkenstrecke in Thätigkeit direkt mit dem Auge beobachtet wird, ohne dass man einen rotierenden Spiegel benutzt, so sieht man eine intensive Leuchterscheinung durch die ganzen Röhren hindurch, während ein helles Aufblitzen von beiden Elektroden aus um die Berührungslinie des Quecksilbers mit dem Glase geht. Es sieht aus, als ob eine grosse Zahl dieser kleinen Feuerspringbrunnen gleichzeitig spielten. Der rotierende Spiegel zeigt jedoch, dass sie gewöhnlich nacheinander auftreten; jedes kleine Aufleuchten geht durch die verschiedenen Schwingungsserien und vergeht, bevor ein anderes Aufblitzen eintritt. Es ist daher nicht schwierig, die Expositionszeit so kurz zu wählen, dass nur ein Auf-

leuchten mit den Oszillationen, die dazu gehören, auf der Platte sichtbar wird. Dadurch, dass man die Röhre mit einem Diaphragma versah, und die Stellung der empfindlichen Platte danach wählte, konnte man die Bilder in Fig. 10, 12 und 14 so einrichten, dass nur die Beleuchtung der näheren Elektrodenbereiche darauf kam. Der Spiegel drehte sich in der Richtung von der Unterseite der Zeichnung nach der Oberseite.

In Fig. 10, 12 und 14 wurde Licht, das hell genug war, um die photographische Platte zu beeinflussen, nur von der einen Elektrode, der Kathode, erhalten. Die Belichtung ist zu kurz, um die Vorgänge an der Anode zu zeigen. Durch Benutzung einer grösseren Kapazität und einer grösseren Induktanz lässt sich die Oszillationszeit so erhöhen, dass die Belichtung zur Erzielung eines schwachen Eindruckes von der Anode ausreicht. Dieses wurde in einem Falle gemacht, wo die Kapazität 0,117 Mikrofarad, die Induktanz 0,0071 Henry und die Oszillationszeit daher 0,000178 Sekunden betrug. Das erzielte Bild, das ich hier nicht wiedergebe, zeigte, dass während des Vorhandenseins des hellen Lichtpunktes an der Kathode auch ein schwaches Glimmlicht vorhanden ist, welches sich über die ganze Anodenfläche ausbreitet.

Diese Ergebnisse deuten darauf hin, dass der Strom, dessen Wirkung hier photographiert wird, genau von demselben Charakter, wie der Quecksilberlichtbogen ist, nur dass der Strom mehrere Male während der Kondensatorentladung sich umkehrt. Beim Quecksilberbogen mit Gleichstrom bedeckt sich nämlich die Anode mit einem schwachen Glimmlicht über die ganze Fläche, während das Kathodenbereich, abgesehen von einem sehr kleinen Lichtfleck von ausserordentlicher Helligkeit, ganz dunkel ist.

Ein wichtiger Umstand bei den mit Hilfe der Quecksilberfunkenstrecke erzielten Bildern ist der, dass die Eindrücke so scharf sind (auf dem Negativ), dass ihr gegenseitiger Abstand (vergl. Fig. 10 und 14) mit grosser Genauigkeit sich messen lässt, weswegen diese Form der Funkenstrecke für die photographische Messung der Dauer einer Kondensatorentladung nützlich wird. Zum Beispiel wurden die in Tabelle II wiedergegebenen Werte in Sekunden einer Doppelschwingung erhalten.

Tabelle II.

23 Platten im Glaskondensator.

Induktanz	Spule I und Zuleitungen	Zuleitungen	Spule II und Zuleitungen
Zeit in Sek.	2.30×10^{-5}	$.588\times10^{-5}$	7.90×10^{-5}
	2.30	.585	8.03
	2.28	.584	8.10
	2.29	.585	8.12
	2.30	.584	7.90
	2.30		8.12
	2.29		8.03
Mittel	2.295	.585	8.03
Mittlerer Fehler	.3%	.2%	.9%

Die Messungen in der letzten Spalte wurden mit einer Kadmium-Funkenstrecke an Stelle der Quecksilberlampe vorgenommen und zeigen grössere Abweichungen als die mit der Vakuumfunkenstrecke erhaltenen Zahlen.

Ähnliche Messungen wie die in Tab. II wurden bei der Bestimmung der Kapazität der Kondensatoren und der Induktanz der Leitungen

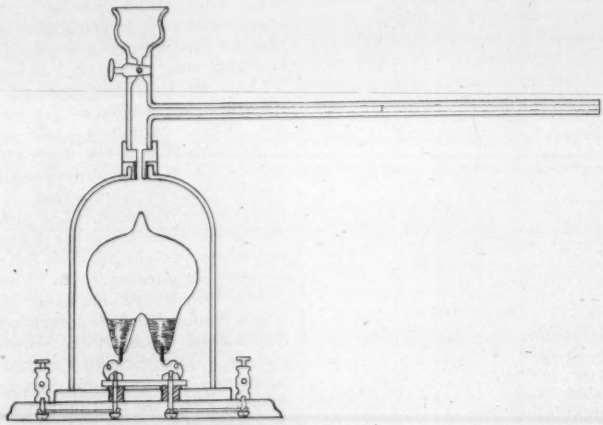


Fig. 7. Kalorimeter A.

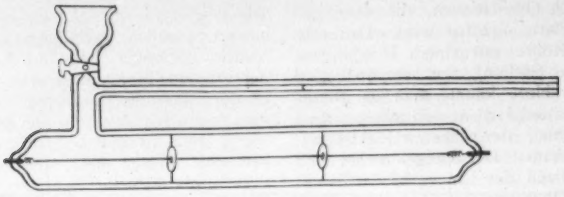


Fig. 8. Kalorimeter B.

benutzt, da diese Grössen für die Diskussion von Kapitel 6 dieser Arbeit erforderlich sind. Die Bestimmung dieser Grössen wurde in folgender Weise vorgenommen:

Spule 1 und Spule 2 waren mit grosser Genauigkeit gewickelt, und ihre Induktanzen, L' und L liessen sich aus ihren geometrischen Dimensionen berechnen:

$L_1 = 1{,}06 \times 10^5$ magnetische Einheiten,

$L_2 = 14{,}1 \times 10^5$ do. do.

Wenn L die unbekannte Induktanz der Leitungen ist, so können wir nach Thomsons Formel aus Tabelle II entnehmen:

$$2\pi\sqrt{(L_1 + L)\,C} = 2{,}295 \times 10^{-5} \quad (1)$$

$$2\pi\sqrt{LC} = 0{,}585 \times 10^{-5} \quad (2)$$

$$2\pi\sqrt{(L_2 + L)C} = 8{,}03 \times 10^{-5} \quad (3)$$

Wenn C aus (1) und (2) eliminiert wird, so erhalten wir

$L = 0{,}073 \times 10^{-5}$, was durch Substitution in (2)

$C = 0{,}1175 \times 10^{-15}$ magnetische Einheiten,

$= 1{,}05 \times 10^5$ cm ergiebt.

Ebenso erhält man aus Gleichung (3)

$C = 1{,}04 \times 10^5$ cm.

Auf diese Weise wurde die Induktanz der Zuleitungen und die Kapazität der Kondensatoren in einer Anzahl Fällen bestimmt (Tab. III), um bei der Diskussion der in Kapitel 6 für den Widerstand der Vakuumfunkenstrecke erhaltenen Resultate verwandt zu werden.

Tabelle III.

n = Plattenzahl im Kondensator

T = Periode in Millionstel Sekunden bei der Entladung nur durch die Zuleitungen

T' = Periode bei der Entladung durch die Zuleitungen und 0.009 106 Henry in Serie

n	T	T'	Induktanz der Zuleitungen in Henry (ber.)	Kapazität in Mikrofarad (ber.)
3	2.39	7.76	.0000111	.0130
7	3.78	12.1	.0000116	.0313
19	6.14	18.6	.0000130	.0730
24	7.48	23.5	.0000120	.1170

Die Kapazitäten waren bis auf 1 Prozent genau. Die Induktanzen sind als Differenz bestimmt worden und können daher einen Fehler bis zu 2 Prozent enthalten.

4. Photogramme mit dem rotierenden Spiegel.

Beim Suchen nach einer Erklärung für die grössere Gleichförmigkeit und Wirksamkeit der Quecksilberfunkenstrecke zur Erzeugung einer induktiven Wirkung zwischen Stromkreisen habe ich eine Reihe von Photogrammen von Kondensatorentladungen durch die Quecksilberlampe aufgenommen. Zu diesem Zwecke wurde der frühere Apparat mit rotierendem Spiegel benutzt (Fig. 5). Der Konkavspiegel M hat eine Brennweite von 1,52 Metern und wird mit einem Batteriemotor von einer Geschwindigkeit von 20—70 Umdrehungen pro Sekunde betrieben. Quecksilberlampe, Spiegel und Platte befinden sich in einem lichtdichten Kasten, dessen die photographische Platte tragendes Ende in einen dunklen Raum hineinragt. Keine Seite der empfindlichen Platte ist gedeckt, so dass der Beobachter, der den Kondensator mit einem Hochspannungstransformator in der Weise ladet, dass er in dem dunklen Zimmer einen Umschalter bethätigt, ein Aufblitzen auf der Platte sehen kann, wenn dieselbe getroffen wird. Er kann wirklich jede Oszillation ganz gut sehen, obwohl dieselben in gewissen Fällen nur einen Bruchteil einer Millionstel Sekunde dauern.

Um die Entladungszeit zu messen, stellte man die Geschwindigkeit des Spiegels in folgender Weise vermittels einer stroboskopischen Vorrichtung (Fig. 6) fest: Eine kleine Aluminiumscheibe D, auf der abwechselnd schwarze und weisse Sektoren verzeichnet sind, ist an der Spiegelachse befestigt. Die Scheibe wird durch Aufblitzen einer Geissler-Röhre G periodisch beleuchtet, welche mit dem Sekundärkreis eines Induktionsapparates C in Verbindung steht, dessen Primärkreis mit einer elektrisch betriebenen Stimmgabel T unterbrochen wird. Die Stimmgabel macht in der Sekunde 256 Schwingungen. Die Scheibe enthält 12 schwarze Sektoren, so dass die Scheibe stillzustehen scheint, wenn sie $^1/_{12}$ Umdrehung zwischen zwei aufeinanderfolgenden Blitzen in der Röhre aus-

führt. Durch Beobachtung der Scheibe (mit einem durch die Wand des dunklen Raumes gehenden Fernrohr und indem man den Widerstand in dem Felde des den Spiegel betreibenden Motors einstellt) kann man daher die Scheibe zu anscheinender Ruhe bringen. Dann führt der Spiegel den zwölften Teil von 256, d. h. 21,33 Umdrehungen pro Sekunde aus. Andere anscheinend stationäre Einstellungen der Scheibe entsprechen Geschwindigkeiten von 42,66 und 64 Umdrehungen pro Sekunde. Es ist nicht schwierig, diese Geschwindigkeiten mit einer Genauigkeit von $^1/_{10}$ bis $^2/_{10}$ Prozent einzustellen.

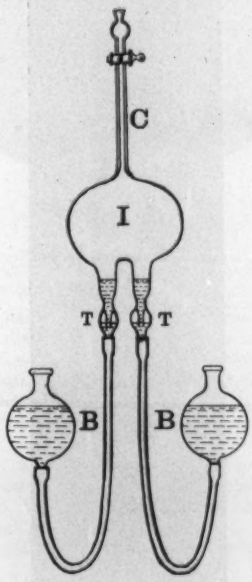


Fig. 9.

Die Quecksilberfunkenstrecken, von denen die nachstehenden Photographien aufgenommen wurden, waren so eingerichtet, dass die Quecksilberflächen nahe aneinander kamen (ungefähr 1 cm), so dass das Bild beider Elektroden auf der Platte fast zusammenfiel.

5. Photogramme, aus denen die Geschwindigkeit hervorgeht, mit der sich die Quecksilberfunkenstrecke wieder einstellt.

Die mit dem rotierenden Spiegel aufgenommenen Photographien der Quecksilberfunkenstrecke zeigen, dass, wenn der Kondensator in Serie mit derselben auf genügend hohes Potential geladen wird, der Gasraum in der Glocke einigermassen leitend wirkt, und dass diese Leitfähigkeit während einer Reihe von Schwingungen andauert. In dieser Hinsicht lässt sich kein Unterschied beobachten zwischen der Wirkung der Quecksilberfunkenstrecke und der gewöhnlichen Entladung des Kondensators zwischen Metallelektroden in der Luft. Dies deutet darauf hin, dass der Vorteil der Vakuumfunkenstrecke in der Geschwindigkeit liegen dürfte, mit der sich das nichtleitende Verhalten einer solchen Funkenstrecke nach dem Durchgange der Entladung wieder einstellt, so dass der mit dem Transformator verbundene Kondensator sich wieder auf hohes Potential laden und auf diese Weise wieder schnell eine grosse Reihe von Schwingungen ausführen kann.

Um diesen Punkt zu untersuchen, wurde eine grosse Anzahl von Photographien (Fig. 15 bis 18) von dem Quecksilberunterbrecher und der Funkenstrecke in Luft aufgenommen, um festzustellen, wie oft verschiedene Reihen von Schwingungen während einer einzigen Periode des ladenden Transformators vorhanden sind. Die Bilder wurden auf Films oder auf Blättern Bromidpapier aufgenommen, welche auf einer schnellrotierenden Scheibe befestigt waren. Das Bild der Funkenstrecke wurde vermittels einer Linse von kurzer Brennweite auf das empfindliche Papier oder den Film entworfen. Um ein Aufeinanderfallen der Bilder auf dem Film zu verhindern, wenn die Scheibe mehr als eine Umdrehung während der Belichtung ausführte, wurde die Linse in ein Pendel eingesetzt, und das Exponieren in der Weise vorgenommen, dass man die Linse hinter einer Blende gegenüber dem rotierenden Film hin- und herschwingen liess. Auf diese Weise brachte man es dazu, dass das Bild sich nicht in einem Kreise bewegte, sondern auf den Film eine Spirale zeichnete. Mit einem solchen Apparat war die Bewegung zu langsam, als dass die Entladung sich in Einzelschwingungen aufgelöst hätte. Andererseits machte jede Schwingungsserie, die eine vollkommene Entladung darstellte, auf der Platte einen Eindruck. Die Geschwindigkeit des Motors liess sich so variieren, dass ein bis vier Perioden des Transformators auf die Umdrehung kamen. Die Periode des Transformators, $^1/_{60}$ Sekunde, diente als Mass für die Geschwindigkeit des Motors.

Simon und Reich[1]) haben bereits nach einer photographischen Methode bewiesen, dass während jeder halben Periode des Transformators mehrere Entladungen eintreten können.

1) Diese Zeitschr. **4**, 364, 1903.

Offenbar hängt die Zahl dieser vollständigen Entladungen mit den einzelnen Schwingungsserien von der Kapazität des Kondensators, ferner von der Induktanz des Sekundärkreises des Transformators und dem Potential an den Polen des

Fig. 10.

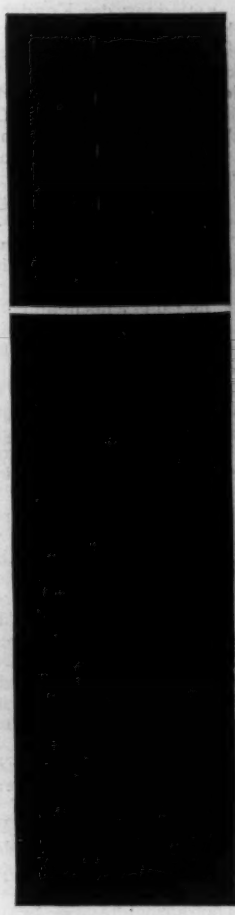


Fig. 11.

Fig. 12.

Fig. 13.

Sekundärkreises ab. Wenn man bei gegebenem Sekundärkreise das Ladungspotential durch Erhöhung der Stromstärke im Primärkreise des Transformators erhöht, so nimmt auch die Zahl der Ladungen und Entladungen zu. Das gleiche gilt von abnehmender Kondensatorkapazität.

Bei grosser Kapazität ist die während einer halben Periode auftretende Zahl von Entladungen nur klein. Auf Fig. 15 ($C = 0{,}117$ Mikrofarad, $V = 15000$ Volt) treten nur eine oder manchmal zwei Entladungen während einer Halbperiode des Transformators auf. Auf diesem

Fig. 14.

Bilde ist die ganze Quecksilberdampfsäule zugleich mit den hellen Elektrodenflecken abgebildet, während die Pole der Funkenstrecke natürlich keinen Eindruck auf den Film machten. Die Bilder sind auf dem Film spiralförmig angeordnet. Da während jeder Entladung ver-

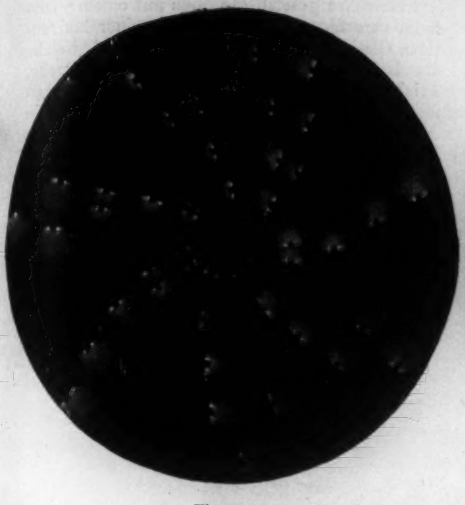


Fig. 15.

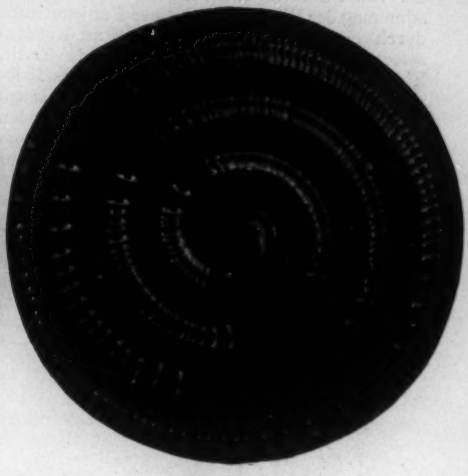


Fig. 16.

schiedene Oszillationen auftreten, so sind beide Elektroden hell.

Wenn man die Spannung im Transformator konstant erhält, und die Kapazität etwa um das Dreissigfache reduziert, so erhält man Fig. 16. Bei der Aufnahme dieser Photographie wurde, um Verwechselung zu vermeiden, der grösste Teil der Röhre mit einem Papierschirm überdeckt, der nur die Elektroden und den unteren Teil der zu photographierenden Röhre frei liess. In diesem Falle ($C = 0{,}0043$ Mikrofarad, $V = 15000$ Volt) treten während der Halbperiode des Transformators, die $^1/_{120}$ Sekunde beträgt, ungefähr 60 vollständige Entladungen auf.

Durch weitere Erniedrigung der Kapazität der Kondensatoren und Erhöhung des Transformator-Potentials lässt sich die Zahl der Entladungen bedeutend erhöhen und die Ruheperiode beim Umkehren eines Kreisprozesses klein machen, so dass der Versuch von Simon und Reich, die Quecksilberfunkenstrecke mit Gleichstrom zu bethätigen, sich annähernd verwirklichen lässt, wenn man den Transformator als Stromquelle benutzt.

Die Ähnlichkeit der Bildverteilung zu Beginn einer Serie und am Schluss einer Serie zeigt, dass die gemeinsame Wirkung einer Anzahl von Entladungen die Röhre nicht so leitfähig macht, dass aufeinander folgende Entladungen abgeschwächt würden.

Vermittels einer kleinen Leydener Flasche als Kapazität und eines Ladungspotentials von 15 000 Volt war ich in der Lage, über 200 vollständige Entladungen, von denen eine jede aus einzelnen Schwingungsserien bestand, während einer halben Periode ($^1/_{120}$ Sekunde) des Ladungstransformators zu erzielen. Diese vollständigen Entladungen, die jede eine grosse Zahl von Schwingungen enthielten, waren durch ein Zeitintervall von etwa 1 : 100 000 Sekunde getrennt; und doch war jede Entladung scharf, wohldefiniert und regelmässig, und zeigte, dass selbst nach längerem Betriebe des Unterbrechers bei dieser Ladungsfrequenz die Röhre sich nicht mit leitendem Dampf oder leitenden Ionen anfüllte, so dass das Potential aufeinander folgender Entladungen bedeutend niedriger geworden wäre. Hierin scheint mir zu einem sehr erheblichen Teile der Vorteil der Cooper-Hewittschen Vakuumfunkenstrecke gegenüber der Funkenstrecke in Luft zu liegen.

Fig. 18 ist ein typisches Beispiel für das Verhalten eines Funkens in Luft, wenn ein hohes Potential zu seiner Erzeugung verwandt wird. Es ist dies ein negatives Bild eines Funkens zwischen Zinkelektroden, dasselbe ist mit einem rotierenden Film aufgenommen.

6. Der Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke.

Bei der Messung des durchschnittlichen Widerstandes der Vakuumfunkenstrecke habe ich eine kalorimetrische Methode benutzt, welche

der von Battelli und Magri[1]) bei ihrer Bestimmung des Widerstandes einer Funkenstrecke durch eine Reihe von Messungen an Kondensatorentladungen verwandten Methode ähnelt. Ein die Quecksilberlampe enthaltendes Kalorimeter wurde in Serie geschaltet mit einem einen bekannten Widerstand enthaltenden Kalorimeter. Die Entladung des Kondensators konnte, während dieser mit dem Transformator

Trichterröhre gesetzt, die oben mit einem Sperrhahn verschlossen war und mit einer horizontalen Glaskapillare in Verbindung stand, welche als Index benutzt werden sollte. Glocke, Trichterröhre und ein Teil der Kapillaren waren mit leichtem Transformatoröl angefüllt. Die Ausdehnung des Öles, die auf einer an der Kapillare befestigten Skala abgelesen wurde, diente als Mass für die in der Glocke entwickelte

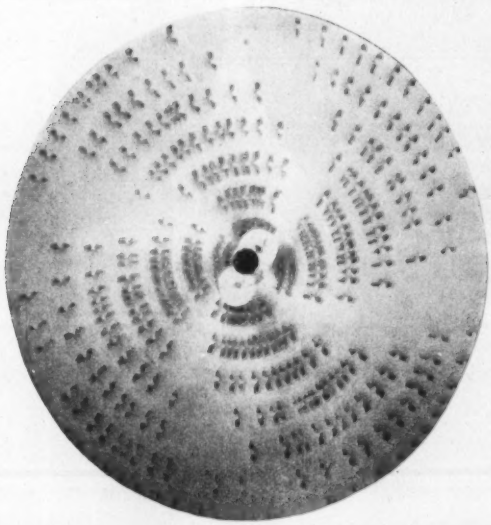


Fig. 17.

in Verbindung stand, eine genügende Zeit lang durch den bekannten Widerstand und die Funkenstrecke in Serie hindurchgehen. Da die Erwärmung der beiden Widerstände durch denselben Strom hervorgerufen wurde, so war die in den beiden Kalorimetern entwickelte Wärme zu ihren Widerständen proportional.

In Fig. 7 und 8 sind die Kalorimeter abgebildet. Fig. 7, S. 429 zeigt das Kalorimeter über der Quecksilberfunkenstrecke (Kalorimeter „*A*"). Bei seiner Konstruktion wurde eine Glasglocke über den Unterbrecher gesetzt und mit Fischleim und gebranntem Gips an eine dicke Glasplatte gekittet, welche mit 2 Löchern versehen war, durch welche die Zuleitungen zur Funkenstrecke hindurchgingen. In den Hals der Glocke war vermittels einer Schraubenverbindung eine

Wärme. Innerhalb des Öles wurde zur Verhinderung der Ausstrahlung schwarzes Papier lose um die Lampe geschlungen.

Zum Vergleich mit dem Kalorimeter „*A*" wurden zwei Kalorimeter „*B*" und „*C*" von verschiedenem Widerstande und von der in Fig. 8, S. 430 angegebenen Form konstruiert. Der Widerstand bestand aus einem geradlinigen Manganindraht, der mit Kupferfedern an dicken Platinstücken befestigt war, welche in die Enden eines 8 cm im Durchmesser haltenden Glasrohres eingekittet waren. Dieses Rohr war gleichfalls mit Öl angefüllt und mit einem Kapillarindex ähnlich wie der von Kalorimeter „*A*" versehen. Der Manganindraht wurde innerhalb der Röhre von kreisförmigen Glasscheiben axial getragen. Auf diese Glasscheiben wurde innerhalb des Öles mitten zwischen dem Drahte und den Röhrenwänden ein Cylinder aus

1) Diese Zeitschr. **3**, 539, 1902.

schwarzem Papier gesetzt, um die Ausstrahlung zu verhindern. Der Widerstand der Manganindrähte der Kalorimeter „*B*" und „*C*" wurde auf einer Wheatstoneschen Brücke gemessen. Die Korrektion für Flächendurchgang war, wenn diese Drähte mit oszillierendem Strome benutzt werden sollten (sie wurde nach der Rayleighschen Formel bestimmt), wegen des hohen spezifischen Widerstandes des Drahtmaterials so klein, dass sie vernachlässigt werden konnte. Die Kalorimeter „*B*" und „*C*" hatten folgende Konstanten:

Kalorimeter	Drahtlänge in cm	Drahtdurchmesser in cm	Widerstand in Ohm
B	66	0,078	1,025
C	48	0,108	0,258

Um zu bestimmen, welche Wärmemenge einer Ausdehnung des Öles um 1 cm entsprach, wurden die drei Kalorimeter mit einem direkten Dynamostrom kalibriert, welcher durch die Röhre der Quecksilberfunkenstrecke und die beiden in Serie geschalteten Manganindrähte hindurchging. Der Strom wurde wie bei der Aronsschen Lampe in der Weise geschlossen, dass man die Röhre umkippte, so dass das Quecksilber der beiden Elektroden für einen Augenblick zusammenkam. Die in den 3 Kalorimetern durch den Kalibrierungsstrom verbrauchte Energie konnte nunmehr nach dem Strome, der Potentialdifferenz am Unterbrecher, dem Widerstand der beiden Manganindrähte und der Zeit berechnet werden.

Nachdem ich auf diese Weise die Wärmemenge erhalten hatte, die erforderlich war, um eine Ausdehnung um 1 cm auf der Skala jedes Kalorimeters zu geben, mass ich den Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke für die oszillierende Entladung bei verschiedenen Induktanzen und Kapazitäten des Entladungskreises. Ich stellte fest, dass der Widerstand der Vakuumfunkenstrecke mit Kapazität und Induktanz variierte.

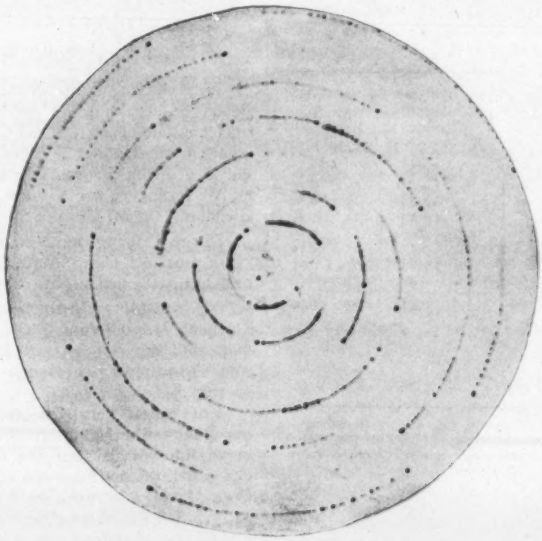


Fig. 18.

Folgende Tabellen (Tabelle IV, V und VI) geben eine Reihe von Ergebnissen für den Widerstand der Vakuumfunkenstrecke bei verschiedenen Kapazitäten und Induktanzen wieder. Aus diesen Tabellen ist zu ersehen, dass der Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke mit zunehmender Kondensatorkapazität abnimmt, und dass dies auch bei abnehmender Induktanz des Entladungskreises der Fall ist.

Diese Thatsachen hätten sich vielleicht aus der Beziehung zwischen Potentialdifferenz und Strom beim Quecksilberlichtbogen mit Gleichstrom, und ebenso aus der Beziehung zwischen Kapazität, Induktanz und Strom bei der Kondensatorentladung vorhersagen lassen.

Bei Gleichstrom von grösserer Intensität als 3 Amp. ist die Potentialdifferenz am Queck-

Tabelle IV.

Induktanz = 0,000 110 Henry	Entladungspotential 7070 Volt			
Kapazität in Mikrofarad . .	0,0130	0,0313	0,0730	0,117
Periode Millionstel Sekunde	2,39	3,78	6,14	7,48
Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke in Ohm	0,29	0,23	0,16	0,12
	0,29	0,21	0,14	0,11
	0,23	0,22	0,13	0,14
	0,31	0,21	0,13	0,13
	0,27	0,23	0,14	0,13
	0,30	0,22	0,13	0,13
	0,29	0,21	0,13	0,13
Mittel	0,284	0,219	0,137	0,127
$R\sqrt{C} \times 10$	0,32	0,38	0,37	0,43

Tabelle V.

Induktanz = 0,000 117 Henry	Entladungspotential 7070 Volt			
Kapazität in Mikrofarad . .	0,0130	0,313	0,0730	0,117
Periode Millionstel Sekunde	7,76	12,1	18,6	23,5
Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke in Ohm	0,69	0,45	0,25	0,20
	0,66	0,48	0,23	0,20
	0,68	0,45	0,23	0,20
	0,63	0,48	0,24	0,18
	0,64	0,43	0,23	0,22
	0,69	0,43	0,24	0,20
	0,68	0,40	0,23	0,20
Mittel	0,657	0,444	0,236	0,20
$R\sqrt{C} \times 10$	0,76	0,78	0,64	0,68

Tabelle VI.

Induktanz = 0,00142 Henry	Entladungspotential 7070 Volt
Kapazität in Mikrofarad	0,0730
Periode Millionstel Sekunde	64,7
Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke in Ohm	0,60
	0,60
	0,59
	0,63
	0,60
	0,59
	0,58
Mittel	0,598
$R\sqrt{C} \times 10$	1,62

silberbogen so ziemlich konstant, und zwar gleich 16 Volt bei der hier angewandten Röhre; deswegen

$$iR = \text{konst.} = 16. \qquad (4)$$

Nun wird der Strom im einfachsten Falle einer Kondensatorentladung durch die Gleichung gegeben:

$$i = \frac{2\varepsilon C}{\sqrt{4LC - R^2C^2}}\, e^{-\frac{Rt}{2L}} \sin \omega t \qquad (5)$$

Wenn der Widerstand im Vergleich zu $2\sqrt{\frac{L}{C}}$ zu vernachlässigen ist, so wird die Quadratwurzel aus den durchschnittlichen Quadratwerten von i (wenn man die Dämpfung vernachlässigt)

$$I = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\sqrt{C}}{\sqrt{L}} E. \qquad (6)$$

Wenn die Beziehungen (1) und (3) genau richtig wären, so würden wir bei einer gegebenen Induktanz

$$\sqrt{C}\, R = \text{konst.} \qquad (7)$$

erhalten, und für verschiedene Werte der Induktanz

$$\frac{\sqrt{C}}{\sqrt{L}} \times R = \text{konst.} \qquad (8)$$

Wir dürfen nicht erwarten, dass die Beziehungen (7) und (8) genau richtig sind, da zunächst Gleichung (5) auf Grund der Annahme erhalten ist, dass der Widerstand im Entladungskreise von der Stromstärke unabhängig ist, was im Widerspruch zu 1 steht, und da zweitens Gleichung (4) bei kleinen Stromwerten nicht gilt.

Durch Prüfung der Versuchsdaten in Tabelle IV, V und VI findet man, dass die Induktanzbeziehung (8) sich nicht bestätigt. Andererseits ist bei konstanter Induktanz $\sqrt{C} \times R$ bei einer 8fachen Veränderung von C nahe genug konstant, um in gewissen Fällen, wo nur eine rohe Annäherung verlangt wird, von Nutzen zu sein.[1])

Um einen Vergleich mit dem Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke anzustellen, möge verwiesen werden auf die für den Widerstand des gewöhnlichen Funkens in der Luft erhaltenen Werte von Lindemann[2]) und Battelli und Magri.[3]) Bei demselben Entladungspotential und entsprechenden Kapazitäten und Induktanzen giebt Lindemanns Untersuchung für den Widerstand des Funkens in der Luft Werte, welche vielleicht drei- bis viermal so gross sind wie der Widerstand der Quecksilberfunkenstrecke.

Andererseits sind die von Battelli und Magri für den Widerstand eines 2 mm langen Funkens in Luft zwischen festen Metallelektroden[4]) erhaltenen Werte ungefähr von derselben Grösse wie die Werte, die ich selbst für den Widerstand meiner Quecksilberfunkenstrecke erhalten habe. Die Entladungspotentiale waren in beiden Fällen annähernd dieselben.

1) Dieses Ergebnis ist nicht mit der von Lindemann für die Abhängigkeit für die Funkenenergie von der Kapazität gefundenen anscheinend genaueren Beziehung zu verwechseln.

2) Lindemann, Ann. der Physik **12**, 1012, 1903.

3) Battelli und Magri, diese Zeitschr. **3**, 539, 1902 und **4**, 181, 1902.

4) Battelli und Magri fanden bei Platiniridium und Kadmiumelektroden denselben Widerstand.

Lindemanns Beobachtungen wurden mit einer einzigen Entladung ausgeführt, während bei denen von Battelli und Magri sowie bei meinen eigenen eine grosse Anzahl von Entladungen stattfand, die in schneller Reihenfolge nacheinander übergingen. Letztere Anordnung dürfte den Verhältnissen entsprechen, unter denen der Widerstand am kleinsten ist. Ich fand jedoch, dass eine beträchtliche Änderung der Ladungsgeschwindigkeit keine nennenswerte Veränderung des Widerstandes der Quecksilberfunkenstrecke hervorrief.

VII. Das Vakuum des Cooper-Hewittschen Unterbrechers.

Um das Vakuum des Quecksilberunterbrechers schnell ändern und den zur Benutzung mit einem ungefähr 15000 Volt liefernden Transformator geeigneten Druck messen zu können, konstruierte ich den Apparat in Fig. 9, S. 431. Die Ansätze von Röhre I waren nicht mit Platinelektroden versehen, sondern blieben offen, und an sie wurden Kautschukröhren befestigt. Die anderen Enden der Kautschukröhren wurden mit Quecksilber enthaltenden Behältern in Verbindung gesetzt. Oben an die Röhre schmolz ich eine Kapillarröhre von gleichförmiger Ausbohrung an, welche oben mit einem Sperrhahn verschlossen war. Die Gefässe *BB* waren fest angebracht, und die Röhre I konnte mit offenem Sperrhahn gesenkt werden, so dass sie sich mit Quecksilber füllte. Röhre I wurde hierauf mit verschlossenem Sperrhahn bis zu einer Höhe gehoben, welche grösser als die Barometersäule war, und auf diese Weise luftleer gemacht. Die Ventile *TT* in den Ansätzen von I verhinderten die aus der Kautschukröhre entweichenden Luftblasen am Eintritt in die Röhre. Die Röhre, die auf diese Weise beliebig weit evakuiert werden konnte, wurde durch die Quecksilbersäulen in Serie mit dem Primärkreise eines Tesla-Transformators verbunden, dessen Sekundärkreisentladung als Prüfung für die Güte des Vakuums diente. Das Vakuum liess sich in der Weise messen, dass man I mit geschlossenem Sperrhahn senkte, und das noch vorhandene Gas unter atmosphärischem Druck in die Kapillare *C* einbrachte. Ich fand, dass der Tesla-Transformator bei der mir zur Verfügung stehenden Potentialdifferenz (15000 Volt) am besten funktionierte, wenn der Druck in der kalten Röhre vor der Entladung ungefähr 0,02 mm betrug. Wenn der Druck 2 bis 3mal grösser war, so lieferte die Röhre einen glänzenden Bogen, während der Funken an den Elektroden des Sekundärkreises nur schwach war. Bei Drucken, die niedriger waren als 0,02 mm (kalt) zeigte die Röhre eine blassgrüne Lumineszenz, welche dem Glimmlicht in einer Röntgenröhre einigermassen ähnlich sah. Unter diesen Bedingungen schienen sich die Kondensatoren nicht zu entladen.

Cambridge, Mass., Jeffersonsches Physikalisches Laboratorium, Harvard-Universität.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 2. April 1904.)

BESPRECHUNGEN.

Festschrift, Ludwig Boltzmann gewidmet zum sechzigsten Geburtstage. gr. 8. XII u. 930 S. mit 1 Porträt, 101 Abbildgn. im Text u. 2 Tafeln. Leipzig, J. A. Barth. 1904. M. 18.—

Nicht weniger als 117 Fachgenossen haben sich vereinigt, um Ludwig Boltzmann gelegentlich seines 60. Geburtstages den Tribut der Anerkennung und Dankbarkeit darzubringen. Eine allgemeine Verehrung, deren sich Boltzmann erfreut, verdankt er sowohl seiner auf die Erhaltung und Weiterführung des Werkes der grossen Geister gerichteten wissenschaftlichen Arbeit, als auch seiner Persönlichkeit. Boltzmann hat manche wissenschaftliche Fehde zu bestehen gehabt, und er hat nie gezaudert, für seine Überzeugung in die Schranken zu treten; aber er hat stets mit offenem Visier gekämpft, und das sichert ihm auch die Hochachtung der Gegner.

Mit der kinetischen Gastheorie, an deren Ausbildung Boltzmann so hervorragenden Anteil hat, beschäftigen sich viele Mitarbeiter der Festschrift. „Über die mechanische Bedeutung der Temperatur und Entropie“ verbreitet sich M. Planck. Er vergleicht Boltzmanns Definition dieser Grössen mit den von J. W. Gibbs in seinem Werke über statistische Mechanik gegebenen, und zeigt, dass für den Fall der stationären Bewegung vieler gleichartiger Teilchen, der nach der kinetischen Theorie dem Wärmegleichgewicht eines Gases entspricht, die verschiedenen Definitionen im wesentlichen zu demselben Ausdruck der Entropie führen. Jedoch die Gibbsschen Definitionen sind auf reversible Vorgänge beschränkt, während die Boltzmannsche Definition auch für irreversible Prozesse gilt und in dieser Hinsicht der erstgenannten überlegen ist.

An den Virialsatz knüpft H. A. Lorentz einige Bemerkungen an; dieselben beziehen sich einerseits auf die Ableitung der van der Waalsschen Zustandsgleichung, andrerseits auf die Bewegung eines Elektrons im Felde eines festen elektrischen Dipols; es wird gezeigt, dass die Bewegungsgleichungen des Elektrons in diesem Falle mit Hilfe des Virialsatzes sich integrieren lassen.

Für die Weiterbildung der van der Waalsschen Theorie giebt die Mitteilung von M. v. Smoluchowski beachtenswerte Anregungen. Es wird gezeigt, dass die den Wahrscheinlichkeitsgesetzen gemäss stattfindende Schwarmbildung der Moleküle unter Umständen Abweichungen von der Zustandsgleichung im Gefolge haben kann, nämlich dann, wenn die Wirkungssphäre der Molekularkräfte nicht mehr gross im Vergleich zu dem Raume ist, innerhalb dessen merkliche Dichtigkeitsunterschiede vorkommen.

Ein nicht minder eigenartiges Problem der Kinetik schneidet W. Nernst an, in seinem „Chemisches Gleichgewicht und Temperaturgefälle" überschriebenen Beitrage. Da das chemische Gleichgewicht einer Gasmischung mit der Temperatur sich ändert, so ruft ein Temperaturgefalle ein Gefälle der Partialdrucke der reagierenden Bestandteile hervor. Die Folge wird ein Diffusionsvorgang sein, der einerseits zu einer Modifikation des Massenwirkungsgesetzes, andrerseits zu einer Wärmekonvektion Veranlassung giebt, die sich über die gewöhnliche Wärmeleitung überlagert.

Bei der Formulierung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik wird bisweilen an Stelle der Entropie der Begriff der „nutzbaren Energie" oder der „maximalen Arbeit" gestellt. Es dürfte indessen eine Untersuchung der Frage, ob der zweite Hauptsatz sich mit Hilfe dieses Begriffs erschöpfend wiedergeben lässt, bisher nicht angestellt sein. Eine solche unternimmt C. H. Bryan in seiner Mitteilung: „The law of degradation of energy as the fundamental principle of thermodynamics." Er zeigt, dass sich aus der Erhaltung der Energie und der Abnahme der nutzbaren Energie in der That alle Gesetze der Thermodynamik ableiten lassen. Dabei ist die nutzbare Energie definiert als der maximale Betrag der Arbeit, die aus einem System gewonnen werden kann, und zwar durch Vorgänge, welche gewisse vorzugebende äussere Bedingungen nicht verletzen. Es stellt sich indessen heraus, dass der maximale Betrag der zu gewinnenden Arbeit wesentlich von der Art dieser äusseren Bedingungen abhängt; die nutzbare Energie hat mithin einen anderen Wert, je nachdem das System in ein Medium von gegebener Temperatur und gegebenem Druck eingebettet ist, oder in eine starre Hülle von gegebener Temperatur, oder endlich in eine starre adiathermane Hülle eingeschlossen ist. Während die Entropie eines Körpers nur von seiner inneren Beschaffenheit abhängt, hängt die nutzbare Energie auch von der Beschaffenheit, z. B. der Temperatur, der Umgebung ab. So entspricht denn einer jeden irreversiblen Zustandsänderung eines Körpers eine bestimmte Zunahme seiner Entropie, die Abnahme der nutzbaren Energie hingegen hängt von der Temperatur der Umgebung ab. Diese Unbestimmtheit der maximalen Arbeit wünscht C. H. Bryan mit Recht bei der Darlegung der Grundprinzipien betont zu sehen.

Von anderen in das Gebiet der Thermodynamik fallenden Beiträgen seien noch erwähnt der von van't Hoff „Über den Einfluss der Änderung der spezifischen Wärme auf die Umwandlungsarbeit", und der von F. Richarz „Theorie der verdünnten Lösungen ohne Benutzung des osmotischen Druckes". Auch die eigenartige Mitteilung von S. Arrhenius „Über die Anwendung der physikalischen Chemie auf serumtherapeutische Fragen" wird manchen interessieren.

Bekanntlich hat Boltzmann durch seine thermodynamische Behandlung des Maxwellschen Lichtdrucks den Grund zur neueren Entwickelung der Theorie der schwarzen Strahlung gelegt. Dem entspricht es, dass mehrere Mitarbeiter der Festschrift die Strahlungstheorie als Gegenstand gewählt haben. So giebt M. Abraham einen Beweis des Verschiebungsgesetzes, der von den zahlreichen, gegen den ursprünglichen Wienschen Beweis erhobenen Einwänden frei ist. Die Mittelwertsbildung über die verschiedenen Richtungen wird vermieden, indem nur ein einzelnes, dünnes Lichtbündel betrachtet wird, welches, unter einem beliebigen Winkel einfallend, von einem senkrecht zu seiner Ebene beliebig rasch bewegten Spiegel reflektiert wird. Der Spiegel braucht dabei nur für eine einzige Reflexion als ideal angenommen zu werden. Indem dem einfallenden Lichtbündel sowohl, wie auch den reflektierten, Energie, Bewegungsgrösse und Temperatur zugeschrieben wird, findet man auf Grund des Satzes von der Bewegungsgrösse, der beiden Hauptsätze der Thermodynamik und des Dopplerschen Prinzips Beziehungen zwischen den Temperaturen, Helligkeiten und Schwingungszahlen der beiden Bündel, welche das Verschiebungsgesetz enthalten. Das Stefan-Boltzmannsche Gesetz wird nicht vorausgesetzt, sondern es ergiebt sich als Folgerung. Auch folgt für den normalen Druck des Lichtes auf den Spiegel ein Ausdruck, der unendlich wird, wenn die Geschwindigkeit des Spiegels die Lichtgeschwindigkeit erreicht. Es ist also die Erreichung der Lichtgeschwindigkeit aus-

geschlossen, sobald auch nur die geringste Strahlung auf den Spiegel fällt. Ist speziell für senkrecht einfallendes Licht p_0 der Druck auf einen ruhenden, p der Druck auf den bewegten Spiegel und β die auf die Lichtgeschwindigkeit bezogene Geschwindigkeit des Spiegels, so ist

$$p = p_0 \cdot \frac{1+\beta}{1-\beta}.$$

Im Widerspruch mit dieser exakt begründeten Formel befindet sich eine von W. Wien am Schlusse seiner Mitteilung aufgestellte, welche $p = \frac{p_0}{1-\beta}$ also in der Nähe der Lichtgeschwindigkeit nur den halben Druck ergiebt. Der Widerspruch rührt daher, dass W. Wien, da ihm die exakte Lösung des Reflexionsproblems für den bewegten Spiegel fehlt, den Lichtdruck auf den bewegten Spiegel einfach der Energiedichte gleich setzt, was doch nur für den ruhenden Spiegel erlaubt ist.

Übrigens behandelt W. Wien ausführlicher ein ganz anderes Problem, nämlich die Theorie eines bewegten leuchtenden Punktes. Er berechnet auf Grund des Poyntingschen Satzes die Strahlung durch eine ruhende, den leuchtenden Punkt einschliessende Fläche, und erhält Formeln, die er im Widerspruche mit den vom Referenten in § 9 seiner Arbeit über die Prinzipien der Dynamik des Elektrons aufgestellten findet. Den Grund dieses Widerspruches zu finden, überlässt er dem Leser. Diesem fällt ein Grund für das abweichende Resultat alsbald auf. W. Wien berechnet nämlich die Energie, die in einem bestimmten Zeitintervall τ durch die ruhende Fläche strömt, der Referent hingegen diejenige Energie, welche das Elektron während einer bestimmten Zeit τ aussendet. Will man diese letztere mit Hilfe des Poyntingschen Satzes bestimmen, so hat man für jedes Element der ruhenden Fläche diejenige Zeit τ' in Rechnung zu setzen, während deren die in der Zeit τ entsandte Welle durch die Fläche tritt; wird z. B. für ein schwingendes, und gleichzeitig translatorisch bewegtes Elektron für τ die Schwingungsdauer gesetzt, so ist τ' die an dem betreffenden Punkte von einem ruhenden Beobachter wahrgenommene, d. h. die gemäss dem Dopplerschen Prinzip veränderte Schwingungsdauer. Bestimmt man für jedes Flächenelement die in der Zeit τ' hindurchgeströmte Energie, und integriert alsdann über die ruhende Fläche, so erhält man die gesamte Energie, welche das Elektron während der Zeit τ ausgesandt hat. Diese letztere Definition der Strahlung des Elektrons ist für das vom Referenten am angegebenen Orte behandelte Problem der Emission von Röntgenstrahlen die einzige sachgemässe, da das Elektron nur während eines begrenzten Zeitintervalles τ eine Beschleunigung erfährt, und man die Energie zu kennen wünscht, welche der während jenes Zeitintervalles erregte elektromagnetische Impuls in den Raum hinausträgt. Aber auch im Falle der bewegten Lichtquelle dürfte man als die während einer Schwingung stattfindende Strahlung die Energie zu definieren haben, welche die während einer Schwingung entsandten Wellen mit sich führen; diese berechnet sich nach dem Poyntingschen Satze durch Integration über eine ruhende, die Lichtquelle einschliessende Fläche, wobei aber nicht, wie bei Wien, für alle Punkte der Fläche die gleiche Zeit τ, sondern für jeden Punkt die Dauer τ' der daselbst stattfindenden Schwingungen in Rechnung zu setzen ist. Soviel zur Aufklärung jenes Widerspruchs. —

Verwandte Betrachtungen stellt J. Larmor an; er berechnet auf thermodynamischem Wege die Strahlung eines bewegten, schwarzen Flächenelements, wobei er bei Gliedern erster Ordnung in β stehen bleibt, und findet sie in Übereinstimmung mit den von H. A. Lorentz aus seiner Theorie gezogenen Folgerungen.

H. Kayser endlich beschäftigt sich mit der „Temperaturbestimmung strahlender Gase". Er bemerkt, dass die Verschiebung des Intensitätsmaximums der Linienspektren strahlender Gase mit der Temperatur wenigstens qualitativ ähnlichen Gesetzen folgt, wie bei den kontinuierlichen Spektren der festen Körper.

Auch viele Mathematiker haben dem Jubilar Festgeschenke dargebracht. So giebt A. Sommerfeld eine „besonders anschauliche Ableitung des Gaussischen Fehlergesetzes", J. Grünwald behandelt die „Ausbreitung der Wellenbewegungen in einem optisch zweiachsigen elastischen Medium". Er greift dabei auf die Methode der Fourierschen Integrale zurück, und es gelingt ihm, die Lösung auf eine für die Diskussion geeignete Form zu bringen. Er findet, dass die von einer periodischen Kraft hervorgerufene Wellenbewegung zwar entsprechend der elementaren Theorie auf Fresnelschen Wellenflächen fortschreitet, dass aber die Schwingungsphase nicht für alle Punkte der Wellenfläche die gleiche ist. Vielmehr sind die mit negativem Gaussischen Krümmungsmasse behafteten Teile der Wellenfläche gegen die übrigen in ihrer Phase um eine Viertelschwingung zurück.

E. Jahnke hat eine „einfache Anwendung der Vektorrechnung auf die Theorie der veränderlichen Ströme" beigesteuert. Er zeigt, dass hier, wie in so vielen Fällen, die Vektorsymbolik zu einer ebenso klaren und strengen, wie von überflüssigem Rechnungsbeiwerk freien Formulierung führt. Ein anderer Mathematiker, C. Neumann, vertritt den entgegengesetzten Standpunkt; er wünscht die „Quaternionenstenographie" vermieden zu sehen

An den Virialsatz knüpft H. A. Lorentz einige Bemerkungen an; dieselben beziehen sich einerseits auf die Ableitung der van der Waals'schen Zustandsgleichung, andrerseits auf die Bewegung eines Elektrons im Felde eines festen elektrischen Dipols; es wird gezeigt, dass die Bewegungsgleichungen des Elektrons in diesem Falle mit Hilfe des Virialsatzes sich integrieren lassen.

Für die Weiterbildung der van der Waals'schen Theorie giebt die Mitteilung von M. v. Smoluchowski beachtenswerte Anregungen. Es wird gezeigt, dass die den Wahrscheinlichkeitsgesetzen gemäss stattfindende Schwarmbildung der Moleküle unter Umständen Abweichungen von der Zustandsgleichung im Gefolge haben kann, nämlich dann, wenn die Wirkungssphäre der Molekularkräfte nicht mehr gross im Vergleich zu dem Raume ist, innerhalb dessen merkliche Dichtigkeitsunterschiede vorkommen.

Ein nicht minder eigenartiges Problem der Kinetik schneidet W. Nernst an, in seinem „Chemisches Gleichgewicht und Temperaturgefälle" überschriebenen Beitrage. Da das chemische Gleichgewicht einer Gasmischung mit der Temperatur sich ändert, so ruft ein Temperaturgefälle ein Gefälle der Partialdrucke der reagierenden Bestandteile hervor. Die Folge wird ein Diffusionsvorgang sein, der einerseits zu einer Modifikation des Massenwirkungsgesetzes, andrerseits zu einer Wärmekonvektion Veranlassung giebt, die sich über die gewöhnliche Wärmeleitung überlagert.

Bei der Formulierung des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik wird bisweilen an Stelle der Entropie der Begriff der „nutzbaren Energie" oder der „maximalen Arbeit" gestellt. Es dürfte indessen eine Untersuchung der Frage, ob der zweite Hauptsatz sich mit Hilfe dieses Begriffs erschöpfend wiedergeben lässt, bisher nicht angestellt sein. Eine solche unternimmt C. H. Bryan in seiner Mitteilung: „The law of degradation of energy as the fundamental principle of thermodynamics." Er zeigt, dass sich aus der Erhaltung der Energie und der Abnahme der nutzbaren Energie in der That alle Gesetze der Thermodynamik ableiten lassen. Dabei ist die nutzbare Energie definiert als der maximale Betrag der Arbeit, die aus einem System gewonnen werden kann, und zwar durch Vorgänge, welche gewisse vorzugebende äussere Bedingungen nicht verletzen. Es stellt sich indessen heraus, dass der maximale Betrag der zu gewinnenden Arbeit wesentlich von der Art dieser äusseren Bedingungen abhängt; die nutzbare Energie hat mithin einen anderen Wert, je nachdem das System in ein Medium von gegebener Temperatur und gegebenem Druck eingebettet ist, oder in eine starre Hülle von gegebener Temperatur, oder endlich in eine starre adiathermane Hülle eingeschlossen ist. Während die Entropie eines Körpers nur von seiner inneren Beschaffenheit abhängt, hängt die nutzbare Energie auch von der Beschaffenheit, z. B. der Temperatur, der Umgebung ab. So entspricht denn einer jeden irreversiblen Zustandsänderung eines Körpers eine bestimmte Zunahme seiner Entropie, die Abnahme der nutzbaren Energie hingegen hängt von der Temperatur der Umgebung ab. Diese Unbestimmtheit der maximalen Arbeit wünscht C. H. Bryan mit Recht bei der Darlegung der Grundprinzipien betont zu sehen.

Von anderen in das Gebiet der Thermodynamik fallenden Beiträgen seien noch erwähnt der von van't Hoff „Über den Einfluss der Änderung der spezifischen Wärme auf die Umwandlungsarbeit", und der von F. Richarz „Theorie der verdünnten Lösungen ohne Benutzung des osmotischen Druckes". Auch die eigenartige Mitteilung von S. Arrhenius „Über die Anwendung der physikalischen Chemie auf serumtherapeutische Fragen" wird manchen interessieren.

Bekanntlich hat Boltzmann durch seine thermodynamische Behandlung des Maxwell'schen Lichtdrucks den Grund zur neueren Entwickelung der Theorie der schwarzen Strahlung gelegt. Dem entspricht es, dass mehrere Mitarbeiter der Festschrift die Strahlungstheorie als Gegenstand gewählt haben. So giebt M. Abraham einen Beweis des Verschiebungsgesetzes, der von den zahlreichen, gegen den ursprünglichen Wienschen Beweis erhobenen Einwänden frei ist. Die Mittelwertsbildung über die verschiedenen Richtungen wird vermieden, indem nur ein einzelnes, dünnes Lichtbündel betrachtet wird, welches, unter einem beliebigen Winkel einfallend, von einem senkrecht zu seiner Ebene beliebig rasch bewegten Spiegel reflektiert wird. Der Spiegel braucht dabei nur für eine einzige Reflexion als ideal angenommen zu werden. Indem dem einfallenden Lichtbündel sowohl, wie auch den reflektierten, Energie, Bewegungsgrösse und Temperatur zugeschrieben wird, findet man auf Grund des Satzes von der Bewegungsgrösse, der beiden Hauptsätze der Thermodynamik und des Dopplerschen Prinzips Beziehungen zwischen den Temperaturen, Helligkeiten und Schwingungszahlen der beiden Bündel, welche das Verschiebungsgesetz enthalten. Das Stefan-Boltzmannsche Gesetz wird nicht vorausgesetzt, sondern es ergiebt sich als Folgerung. Auch folgt für den normalen Druck des Lichtes auf den Spiegel ein Ausdruck, der unendlich wird, wenn die Geschwindigkeit des Spiegels die Lichtgeschwindigkeit erreicht. Es ist also die Erreichung der Lichtgeschwindigkeit aus-

geschlossen, sobald auch nur die geringste Strahlung auf den Spiegel fällt. Ist speziell für senkrecht einfallendes Licht p_0 der Druck auf einen ruhenden, p der Druck auf den bewegten Spiegel und β die auf die Lichtgeschwindigkeit bezogene Geschwindigkeit des Spiegels, so ist

$$p = p_0 \cdot \frac{1+\beta}{1-\beta}.$$

Im Widerspruch mit dieser exakt begründeten Formel befindet sich eine von W. Wien am Schlusse seiner Mitteilung aufgestellte, welche $p = \frac{p_0}{1-\beta}$ also in der Nähe der Lichtgeschwindigkeit nur den halben Druck ergiebt. Der Widerspruch rührt daher, dass W. Wien, da ihm die exakte Lösung des Reflexionsproblems für den bewegten Spiegel fehlt, den Lichtdruck auf den bewegten Spiegel einfach der Energiedichte gleich setzt, was doch nur für den ruhenden Spiegel erlaubt ist.

Übrigens behandelt W. Wien ausführlicher ein ganz anderes Problem, nämlich die Theorie eines bewegten leuchtenden Punktes. Er berechnet auf Grund des Poyntingschen Satzes die Strahlung durch eine ruhende, den leuchtenden Punkt einschliessende Fläche, und erhält Formeln, die er im Widerspruche mit den vom Referenten in § 9 seiner Arbeit über die Prinzipien der Dynamik des Elektrons aufgestellten findet. Den Grund dieses Widerspruches zu finden, überlässt er dem Leser. Diesem fällt ein Grund für das abweichende Resultat alsbald auf. W. Wien berechnet nämlich die Energie, die in einem bestimmten Zeitintervall τ durch die ruhende Fläche strömt, der Referent hingegen diejenige Energie, welche das Elektron während einer bestimmten Zeit τ aussendet. Will man diese letztere mit Hilfe des Poyntingschen Satzes bestimmen, so hat man für jedes Element der ruhenden Fläche diejenige Zeit τ' in Rechnung zu setzen, während deren die in der Zeit τ entsandte Welle durch die Fläche tritt; wird z. B. für ein schwingendes, und gleichzeitig translatorisch bewegtes Elektron für τ die Schwingungsdauer gesetzt, so ist τ' die an dem betreffenden Punkte von einem ruhenden Beobachter wahrgenommene, d. h. die gemäss dem Dopplerschen Prinzip veränderte Schwingungsdauer. Bestimmt man für jedes Flächenelement die in der Zeit τ' hindurchgeströmte Energie, und integriert alsdann über die ruhende Fläche, so erhält man die gesamte Energie, welche das Elektron während der Zeit τ ausgesandt hat. Diese letztere Definition der Strahlung des Elektrons ist für das vom Referenten am angegebenen Orte behandelte Problem der Emission von Röntgenstrahlen die einzige sachgemässe, da das Elektron nur während eines begrenzten Zeitintervalles τ eine Beschleunigung erfährt, und man die Energie zu kennen wünscht, welche der während jenes Zeitintervalles erregte elektromagnetische Impuls in den Raum hinausträgt. Aber auch im Falle der bewegten Lichtquelle dürfte man als die während einer Schwingung stattfindende Strahlung die Energie zu definieren haben, welche die während einer Schwingung entsandten Wellen mit sich führen; diese berechnet sich nach dem Poyntingschen Satze durch Integration über eine ruhende, die Lichtquelle einschliessende Fläche, wobei aber nicht, wie bei Wien, für alle Punkte der Fläche die gleiche Zeit τ, sondern für jeden Punkt die Dauer τ' der daselbst stattfindenden Schwingungen in Rechnung zu setzen ist. Soviel zur Aufklärung jenes Widerspruchs. —

Verwandte Betrachtungen stellt J. Larmor an; er berechnet auf thermodynamischem Wege die Strahlung eines bewegten, schwarzen Flächenelements, wobei er bei Gliedern erster Ordnung in β stehen bleibt, und findet sie in Übereinstimmung mit den von H. A. Lorentz aus seiner Theorie gezogenen Folgerungen.

H. Kayser endlich beschäftigt sich mit der „Temperaturbestimmung strahlender Gase". Er bemerkt, dass die Verschiebung des Intensitätsmaximums der Linienspektren strahlender Gase mit der Temperatur wenigstens qualitativ ähnlichen Gesetzen folgt, wie bei den kontinuierlichen Spektren der festen Körper.

Auch viele Mathematiker haben dem Jubilar Festgeschenke dargebracht. So giebt A. Sommerfeld eine „besonders anschauliche Ableitung des Gaussischen Fehlergesetzes", J. Grünwald behandelt die „Ausbreitung der Wellenbewegungen in einem optisch zweiachsigen elastischen Medium". Er greift dabei auf die Methode der Fourierschen Integrale zurück, und es gelingt ihm, die Lösung auf eine für die Diskussion geeignete Form zu bringen. Er findet, dass die von einer periodischen Kraft hervorgerufene Wellenbewegung zwar entsprechend der elementaren Theorie auf Fresnelschen Wellenflächen fortschreitet, dass aber die Schwingungsphase nicht für alle Punkte der Wellenfläche die gleiche ist. Vielmehr sind die mit negativem Gaussischen Krümmungsmasse behafteten Teile der Wellenfläche gegen die übrigen in ihrer Phase um eine Viertelschwingung zurück.

E. Jahnke hat eine „einfache Anwendung der Vektorrechnung auf die Theorie der veränderlichen Ströme" beigesteuert. Er zeigt, dass hier, wie in so vielen Fällen, die Vektorsymbolik zu einer ebenso klaren und strengen, wie von überflüssigem Rechnungsbeiwerk freien Formulierung führt. Ein anderer Mathematiker, C. Neumann, vertritt den entgegengesetzten Standpunkt; er wünscht die „Quaternionenstenographie" vermieden zu sehen

insbesondere bei wichtigen und schwierigen Untersuchungen, da man sich hier weniger der Kürze, als der Strenge und Klarheit zu befleissigen habe. Noch weiter geht C. Frege, der den Vorwurf, „die logische Richtigkeit der Kürze des Ausdrucks zu opfern," gegen die gebräuchliche mathematische Symbolik überhaupt erhebt, und für eine Begriffsschrift plädiert.

Man sieht, wie Stimmen aus den verschiedensten Lagern zu einem Chorus sich vereinigen, um dem Jubilar zu huldigen. Im ganzen genommen, stellt die mit einem Bilde Boltzmanns versehene Festschrift ein würdiges Denkmal der Verehrung seiner Zeitgenossen dar.

M. Abraham.

(Eingegangen 3. März 1904.)

R. Klimpert, Entstehung und Entladung der Gewitter sowie ihre Zerstreuung durch den Blitzkamm. Eine meteorologische Betrachtung. 8. VIII. u. 203 S. Bremerhaven, L. v. Vangerow. 1902. gebdn. M. 2,—

Verf. schlägt vor, die Anlage von Blitzableitern derart zu gestalten, dass man das Gebäude mit „Blitzkämmen" versieht. Es ist das im Grunde nichts anderes als eine geländerartige Anordnung von vielen Spitzen, wie man sie häufig als ornamentalen Schmuck an Häusern mit sogen. französischen Dachstühlen antrifft.

Die Aufgabe des Blitzkammes besteht nach dem Verfasser nicht sowohl in der Bewahrung des Hauses vor Blitzschlägen, als vielmehr in der Verhinderung des Gewitters überhaupt; er soll somit der ganzen Gegend zugute kommen. Auch soll er durch Beseitigung der elektrischen Entladung den diese begleitenden Sturm und somit den Windschaden verhüten.

Im einzelnen liessen sich gegen manchen Abschnitt des Buches allerlei Einwände begründen, doch verdient namentlich die Geschichte des Blitzableiters in Deutschland einige Beachtung. Nippoldt jun.

(Eingegangen 11. Februar 1904.)

M. Le Blanc, Lehrbuch der Elektrochemie. Dritte vermehrte Auflage, gr. 8. VIII und 284 S. mit 31 Figuren. Leipzig, Oskar Leiner. 1903. Mk. 6,—.

Das Buch erschien 1895 in erster Auflage. Seitdem ist eine ganze Reihe von Werken erschienen, die ähnliches anstrebten, keines aber, das als ein zuverlässigerer Führer für den Eintritt in das Gebiet bezeichnet werden dürfte. Die Arbeiten des Verfassers haben ja an wesentlichen Punkten fördernd eingegriffen und er hat in dem Lehrbuch mannigfache Gelegenheit gefunden, Ergebnisse darzustellen, die auf einem Felde erwachsen sind, das er zuerst urbar gemacht hat. Die vorübergehende Thätigkeit des Verfassers in der Technik macht sich vorteilhaft in der neuen Auflage geltend, indem die theoretischen Auseinandersetzungen vielfach durch Beispiele aus der Praxis belebt werden. Coehn.

(Eingegangen 23. Februar 1904.)

Michael Faraday, Experimentaluntersuchungen über Elektrizität. Herausgegeben von A. J. von Oettingen, 20.—23. Reihe. 8. 174 S. und 11 Figuren im Text. (Ostwalds Klassiker der exakten Wissenschaften, Heft 140.) Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1903. Mk. 3,—.

Die vorliegenden Untersuchungsreihen Faradays umfassen seine magnetischen und diamagnetischen Arbeiten nebst allen Zusätzen. Die geniale Fähigkeit Faradays, durch wohlberechnete Fragestellung an die Natur ihr Schritt für Schritt ihre Geheimnisse zu entreissen, dokumentiert sich auch hier in der glänzendsten Weise und gestaltet die Lektüre der Arbeiten zu einem wahren Genuss. Es liegt ein ganz eigenartiger Reiz darin, genau die Wege erkennen zu können, welche ein so gewaltiger Geist wie derjenige Faradays gegangen ist. Schritt für Schritt führt die Untersuchung den Leser mit zwingender Logik weiter in der Erkenntnis der behandelten Erscheinungen.

Emil Bose.

(Eingegangen 9. März 1904.)

Berichtigung.

Der Arbeit des Herrn Arciero Bernini, „Über den Einfluss der Temperatur auf die elektrische Leitfähigkeit des Natriums" **5**, 241, 1904 ist zur Überschrift folgende Fussnote beizufügen:

1) „Nuovo Cimento (5) **6**, Juli—August 1903."

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Bei der Versammlung der internationalen Vereinigung der Akademien in London ist Prof. Dr. E. Riecke in Göttingen zum Ehrendoktor der Universität Cambridge ernannt worden.

Dr. Ludwig Prandtl, Prof. an der Technischen Hochschule in Hannover, hat einen Ruf für technische Physik an die Universität Göttingen erhalten als Nachfolger des nach Danzig berufenen Professors Dr. Lorenz.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.